Phys. g. 510 m

Weber

14. XII.

<36636777460015

<36636777460015

Bayer. Staatsbibliothek

BIBLIOTHECA REGIA MONACENSIS

Repetitorium der Experimentalphysik

für Studierende auf Hochschulen.

Mit besonderer Berücksichtigung der Bedürfnisse der Mediziner und Pharmaceuten.

Von

Dr. L. Weber

o. ö. Professor der Physik an der Universität Kiel.

Mit 121 in den Text gedruckten Abbildungen.

MÜNCHEN UND LEIPZIG.

WISSENSCHAFTLICHER VERLAG VON DR. E. WOLFF

1895.

223 F

Wissenschaftlicher Verlag von Dr. E. Wolff, München.

! Die Herren Studierenden machen wir auf nachfolgende Lehrbücher ganz besonders aufmerksam. Nach einstimmigem Urtheil haben dieselben sich bisher glänzend bewährt. !

Lehrbuch der anorganischen Chemie.

Ein Repetitorium für Chemiker, Mediziner und Pharmazeuten.

Von

Dr. F. W. Schmidt,

Dozent der Chemie an der Universität Bern.

25 Bogen 8°. Preis brosch. Mk. 4.50, geb. Mk. 5 20.

In der Chemikerztg. 1895 Nr. 44 schreibt Prof. Dr. List: In gedrängter Kürze hat es Verfasser verstanden, ein vollständiges Lehrbuch zu geben, das warme Empfehlung verdient. Es berücksichtigt die neuesten Arbeiten und führt erfreulicherweise überall **Strukturformeln** ein. Fussnoten, wie sie Mendelejeff in seinem grossen Lehrbuche mit Erfolg angewendet, geben überall die geschätzten Erweiterungen. Die Einteilung der Elemente erfolgte nach dem **periodischen System. Strenge Wissenschaftlichkeit, Vollständigkeit, und Knappheit sind hohe Vorzüge, die wir dem Werke nachrühmen und die überall den tüchtigen Chemiker und gewandten Lehrer zeigen.** Das Werk verdient die vollste Beachtung und Empfehlung.

Pharmazeutische Zentralhalle: »Der Autor hat bei Ausarbeitung des speziellen Teiles ebenfalls die **Volhard'schen Hefte** mit zu Grunde gelegt. Es wird daher der specielle Teil, welcher fast den gesamten Inhalt des Buches ausmacht, da die Einleitung nur kurz und allgemein gehalten ist, für jeden, der mit dem Gang der **Volhard'schen Hefte** zu thun hat, eine besonders schätzenswerte Unterstützung und Anhalt bieten.« Der Autor war 6 Jahre lang Assistent am chemischen Laboratorim in München.

! Von einer grösseren Anzahl Studierender des vergangenen Semesters sind uns in diesem Sinne vielfach anerkennende Aeusserungen zugegangen. !

LEHRBUCH DER BOTANIK

von

Dr. K. Giesenhagen,

Dozent der Botanik an der Universität München, kgl. Custos.

21 Bogen gr. 8° mit 310 Abildungen. Preis brosch. Mk. 8.—, gebd. Mk. 9.20.

Auf das Wärmste empfohlen von Geh.-Rat Prof. Dr. v. Sachs-Würzburg, Prof. Dr. Göbel-München, Prof. Dr. Oltmanns-Freiburg, Prof. Dr. Cohn-Breslau, Prof. Dr. Magnus-Berlin u. A.

Die »Naturae Novitates» schreiben in ihrer Kritik: Das Buch will einen **Ersatz für das botanische Kollegienheft** bieten. In diesem Bestreben hat das schön ausgestattete Werk **unter all den vielen Lehrbüchern der Botanik keinen Konkurrenten.** ! !

Prof. Magnus äussert sich darüber wie folgt: Der Verfasser hat seine Aufgabe auf's Vollkommenste gelöst. Das Buch kann daher allen denen, die die Botanik nach dem heutigen Standpunkte der Wissenschaft lernen wollen, warm empfohlen werden.

Die klare Abfasssung des Textes und seine übersichtliche Anordnung gestalten das Buch zu einem vorzüglichen

☞ Repetitorium der Botanik. ☜

Repetitorium der Experimentalphysik

für Studierende auf Hochschulen.

Mit besonderer Berücksichtigung der Bedürfnisse
der
Mediziner und Pharmaceuten.

Von

Dr. L. Weber

o. ö. Professor der Physik an der Universität Kiel.

Mit 121 in den Text gedruckten Abbildungen.

MÜNCHEN UND LEIPZIG.

WISSENSCHAFTLICHER VERLAG VON DR. E. WOLFF

1895.

BIBLIOTHECA
REGIA
MONACENSIS

Vorwort.

Das vorliegende Buch verdankt seine Entstehung einem von Seiten des Herrn Verlegers an mich gerichteten Wunsche nach einem Repetitorium der Physik. Es enthält die Grundlagen der Experimentalphysik ungefähr in dem Umfange, wie sie in den einleitenden Uebersichten des physikalischen Praktikums für Mediziner und Pharmazeuten seit einer Reihe von Jahren an hiesiger Universität teils von Herrn Geheimen Regierungsrat Professor Dr. G. Karsten, teils von mir vorgetragen sind. Da hierbei bereits ein allgemeines Anschauungsbild der bekannteren Apparate und Experimente vorausgesetzt werden soll, so habe ich es versucht, vorzugsweise die grundlegenden Deduktionen und die leitenden Ideen der einzelnen Disziplinen in präziser Form zur Darstellung zu bringen. Die mathematischen Hilfsmittel sind möglichst vereinfacht; die Figuren sind so gehalten, wie sie beim Vortrage an die Tafel gezeichnet zu werden pflegen und beschränken sich daher auf die wesentlichen Teile der Apparate. Das so überaus reiche und breitere Darstellung verlangende Detail der Experimentalphysik mit ihren vielseitigen Anwendungen ist nur angedeutet und nur insoweit berücksichtigt, als neue, grundlegende physikalische Gesichtspunkte darin enthalten sind; hierdurch wird das Buch zu einer mehr kursorischen Lektüre geeignet und dem Zwecke einer Repetition der Physik, wie ich hoffe, angepasst sein.

Kiel im November 1895.

Der Verfasser.

Einleitung.

DIE Physik beschäftigt sich im allgemeinen mit der *Bewegung* der Materie. Die hierher gehörigen Vorgänge und Erscheinungen sind teils unmittelbar als solche wahrzunehmende Bewegungsvorgänge mit Einschluss spezieller Fälle, in denen die Bewegung gleich Null ist, teils sind es Erscheinungen, welche, wie Schall, Licht, Wärme, Elektrizität, erst mittelbar oder durch Hypothese als Bewegungsvorgänge erkannt werden.

Die Aufgabe der Physik ist es, diese Vorgänge erstens nach allen ihren Einzelheiten und Eigenschaften aufzusuchen, sowie nach Art, Zahl und Mass zu beschreiben und zweitens durch Ermittelung der die Bewegungen bedingenden inneren oder äusseren Ursachen und durch Aufsuchung allgemeiner Gesetze diese *Beschreibung* zu einer *zugleich vollständigen* und *möglichst einfachen* zu gestalten.

Inhaltsübersicht.

Erstes Kapitel:

Längenmessung.

	Seite
Die Längeneinheiten	1
Der Nonius	2
Die Mikrometerschraube	4
Das Kathetometer	6
Flächenmessung	7
Messung des Volumens	7

Zweites Kapitel:

Mechanik.

Die Grundlagen der Mechanik	8
Die Wage	15
Die Einheiten der Masse und der Kraft	22
Das spezifische Gewicht	24
Die Bewegung eines Körpers unter dem Einflusse der Schwerkraft	29
Arbeit und Energie	34
Das Pendel	37
Rotationsbewegungen	44
Gleichgewicht der Flüssigkeiten und Gase	46
Der Luftdruck. Das Barometer und das Manometer	49
Das Gesetz von Boyle (Mariotte)	54
Bewegung von Flüssigkeiten und Gasen	57

Drittes Kapitel:

Molekularkräfte.

	Seite
Allgemeines über Molekularkräfte	59
Die Kompressibilität	60
Die Cohäsion	60
Die Adhäsion	61
Die Endosmose	62
Der Oberflächendruck	63
Die Kapillarität	64
Die elastischen Kräfte	65

Viertes Kapitel:

Wellenlehre.

Allgemeine Eigenschaften der Wellen	70
Die Bewegungsarten der Wellen	70
Das Huygens'sche Prinzip	76
Die Reflexion und Interferenz von Wellen	77

Fünftes Kapitel:

Akustik.

Bezeichnungen	81
Töne und Tonhöhe	82
Ton-Intervalle	84
Die Schwingungsformen der Tonerreger	85
Resonanz	87
Interferenz und Kombination mehrerer Töne	88
Die Reflexion des Schalles	90
Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles	90

Sechstes Kapitel:

Optik.

Allgemeine Natur des Lichtes	93
Die Photometrie	95
Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes	106

Seite

Die Reflexion des Lichtes . . 107
Die Brechung des Lichtes und das Brechungsgesetz 112
Die Brechung des Lichtes an kugelförmigen Flächen . . . 117
Die optischen Instrumente . . 126
Die Zerlegung des Lichtes in seine farbigen Elemente 133
Die Interferenz des Lichtes . . 139
Die Beugung des Lichtes . . . 142
Die Polarisation des Lichtes . . 146
Die Umwandlung der Lichtenergie 160

Siebentes Kapitel:

Wärme.

Allgemeines 161
Die Ausdehnung durch die Wärme und die Temperaturmessung . 161
Die Aenderung des Aggregatzustandes 169
Die Kalorimetrie 177
Das mechanische Mass der Wärme 183
Die Leitung der Wärme . . . 187
Die Strahlung der Wärme . . 188

Achtes Kapitel:

Magnetismus und Elektrizität.

Allgem. Kennzeichen der magnetischen und elektrischen Erscheinungen 191
Magnetische Körper 192
Das magnetische Feld und die Kraftlinien 193

Seite

Das Gesetz von Coulomb . . . 196
Die magnetische Induktion . . 196
Die magnetischen Kräfte der Erde 198
Das absolute Masssystem magnetischer Grössen 200
Die Reibungselektrizität . . . 204
Die elektrostatischen Grundbegriffe 207
Die elektrostatischen Messapparate 210
Das absolute elektrostatische Mass 212
Verstärkungsapparate 213
Die Elektrisiermaschinen . . . 214
Die Arten der elektrischen Entladung 215
Die Hertz'schen Versuche . . 216
Die elektrischen Entladungen der Atmosphäre 217
Die galvanische Elektrizität . . 218
Die Stärke des galvanischen Stromes und ihr Mass . . . 222
Das Ohm'sche Gesetz 227
Die Einheit der elektromotorischen Kraft, begründet auf magnetische Induktion 228
Die Kirchhoff'schen Gesetze . . 233
Die Vergleichung von Widerständen und elektromotorischen Kräften 234
Die chemischen Wirkungen des Stromes 237
Die Beziehungen des galvanischen Stromes zur Wärme 239
Der Elektromagnetismus . . . 242
Elektrodynamik 244
Induktion 246

BIBLIOTHECA REGIA MONACENSIS

Erstes Kapitel.

Längenmessung.

Die Längeneinheiten.

1. Eine der Untersuchung und Beschreibung sich darbietende Länge erhält ihren physikalischen Ausdruck, indem man eine willkürliche Längeneinheit wählt und angibt, wie oft diese in der zu untersuchenden Strecke enthalten ist. Z. B. 24 Zoll, 2 Fuss, 0,628 Meter.

Längeneinheit.

Als eine solche zwar willkürlich, aber doch des allgemeinen Verständnisses wegen überall gleichmässig festzusetzende Längeneinheit ist in den meisten Kulturstaaten das Meter eingeführt. Die Definition dieses Masses datiert von dem am 26. März 1791 gemachten Vorschlage der aus den Physikern Borda, Condorcet, Lagrange, Laplace bestehenden Kommission der französischen Nationalversammlung, als Längeneinheit den 10000000$^{\text{sten}}$ Teil des vom Pol nach dem Aequator gezogenen Erdquadranten anzunehmen und dadurch die verwirrende Verschiedenheit der bisher gebräuchlichen Fussmasse zu beseitigen. Gestützt auf die mit einem provisorischen Toisenmassstab gleichzeitig unternommenen geodätischen Ausmessungen eines Meridiangrades wurde 1799 ein Massstab hergestellt, welcher genau mit der definierten Länge übereinstimmen und als Ur-Prototyp des Längenmasses dienen sollte. Dieses sorgfältig aufbewahrte (mètre des archives) Mass, von dem zahlreiche Kopien genommen wurden, erwies sich bei einer späteren, noch genauer durchgeführten Gradmessung als etwas zu kurz (etwa $^1/_{11}$ mm). Nichtsdestoweniger ist die einmal festgesetzte Länge beibehalten worden. Zur Beseitigung zahlreicher, wenn auch sehr kleiner Unsicherheiten, welche mit der Vervielfältigung des Urmasses eintraten, wurden im Jahre 1889 von dem internationalen Bureau des poids et mesures zu Sèvres 40 untereinander und mit dem mètre des archives auf das genaueste übereinstimmende Meterstäbe an die bedeutenderen Kulturstaaten verschickt, um als Einheit der Länge benutzt zu werden.

Historischer Ursprung des Meters.

Meterprototype.

Diese 40 nationalen Prototype sind aus einer Legierung von Platiniridium hergestellt. Ein eigentümlicher x-förmiger Querschnitt (Fig. 1) ist den Massstäben gegeben, damit die in der Mitte gelegene eigentliche Teilungsfläche (*ff*) möglichst vor Verbiegungen und Verwerfungen des Materiales geschützt sei. Zum Ueberfluss sind noch die nur nach Tausendsteln eines Millimeters zählenden Abweichungen der einzelnen nationalen Prototype von dem Urprototyp auf das genaueste ermittelt.

Das Meter hat somit strenge genommen nur eine historische Beziehung zum 10000000sten Teil des Erdquadranten und ist diejenige willkürlich definierte Länge, welche die 40 nationalen Meterprototype besitzen.

Einteilung des Meters.

Teilt man das Meter in 10, 100, 1000 gleiche Teile, so erhält man die abgeleiteten Längeneinheiten des Decimeters (dm), des Centimeters (cm), des Millimeters (mm). Das 1000fache des Meters heisst Kilometer (km).

Die von den Prototypen genommenen Kopien, welche als Massstäbe benutzt werden sollen, werden in 100 oder 1000 gleiche Teile geteilt. Man hat dann bei der Prüfung des Massstabes den Fehler der ganzen Länge von dem je nach der Herstellungsart häufig periodischen Fehler der Teilung zu unterscheiden.

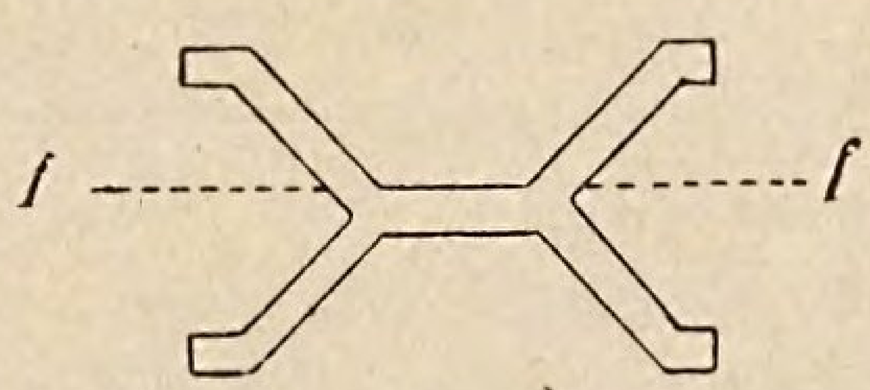


Fig. 1.

Um mit Hilfe der Massstäbe gegebene Längen auszumessen, legt man bei gröberen Messungen den Massstab unmittelbar an die zu messende Strecke an. Ist dies unthunlich oder soll ein höherer Grad von Genauigkeit erzielt werden, so benutzt man die Hilfsmittel des Nonius oder der Mikrometerschraube.

Der Nonius.

Nonius.

2. Das Prinzip des Nonius. Auf einem längs des Massstabes verschiebbaren Schlittenstück wird eine besondere Teilung hergestellt, deren Gesamtlänge um einen Teilstrich kleiner ist als die letzte grössere Abteilung des Hauptmassstabes und so viele Teile hat, wie diese ganze Abteilung. Ist zum Beispiel der Hauptmassstab in Millimeter geteilt, so hat die Noniusteilung eine Gesamtlänge von 9 mm und ist in 10 gleiche Teile von je 0,9 mm Länge geteilt. Diese Vorrichtung ermöglicht es, bei einer beliebigen Einstellung der verschiebbaren Noniusteilung nicht bloss abzulesen, zwischen welchen ganzen Millimeterstrichen der Hauptteilung sich der Nullpunktsstrich des Nonius befindet, sondern auch die ohne dieses Hilfsmittel nur unsicher abzuschätzenden Zehntel

des letzten Millimeters mit Sicherheit anzugeben. Das Auge vermag nämlich mit einer sehr grossen, bis auf über $^1/_{100}$ mm gehenden Sicherheit anzugeben, ob zwei nebeneinander verschobene Teilstriche genau in einer Linie liegen (coincidieren). Liegt also bei der Einstellung des den Nonius tragenden Schlittens der Nullpunkt des Nonius $^1/_{10}$ mm über einem Millimeterstriche der Hauptteilung, so wird der erste Teilstrich der Noniusteilung gerade mit dem folgenden ganzen Millimeterstrich der Hauptteilung coincidieren. Schiesst der Nullpunkt des Nonius um 2, 3, 4 . . . Zehntel über einen Millimeterstrich der Hauptteilung, so coincidieren bezw. der 2^te^, 3^te^, 4^te^ Teilstrich des Nonius mit Teilstrichen des Hauptmasses. In der Fig. 2 sei die links liegende Skala ein Stück eines in Millimeter geteilten (vergrössert gezeichneten) Massstabes. Die Stellung des als Marke bezeichneten Nullpunktes des Nonius soll bis auf Zehntel Millimeter abgelesen werden. Man sieht zunächst unmittelbar, dass die Marke zwischen 3,7 und 3,8 cm liegt. Aus der Coincidenz des zweiten Noniusteilstriches mit einem Teilstriche des Massstabes folgt sodann, dass die Noniusmarke bei 3,72 cm liegt. Gleichzeitig mit der Noniusmarke verschiebt sich bei anderer Einstellung jeder mit dem Nonius fest verbundene Punkt z. B. eine Zeigerspitze *z*. Wenn man daher diese letztere nacheinander bei unverrückt fest liegendem Massstab auf zwei Punkte *a* und *b* einstellt, deren Distanz gemessen werden soll, so hat man nur nötig, bei jeder dieser Einstellungen die vorhin beschriebene Ablesung des Nonius zu machen, um aus der Differenz der Ablesungszahlen die Länge der Strecke *ab* bis auf $^1/_{10}$ mm genau zu erhalten.

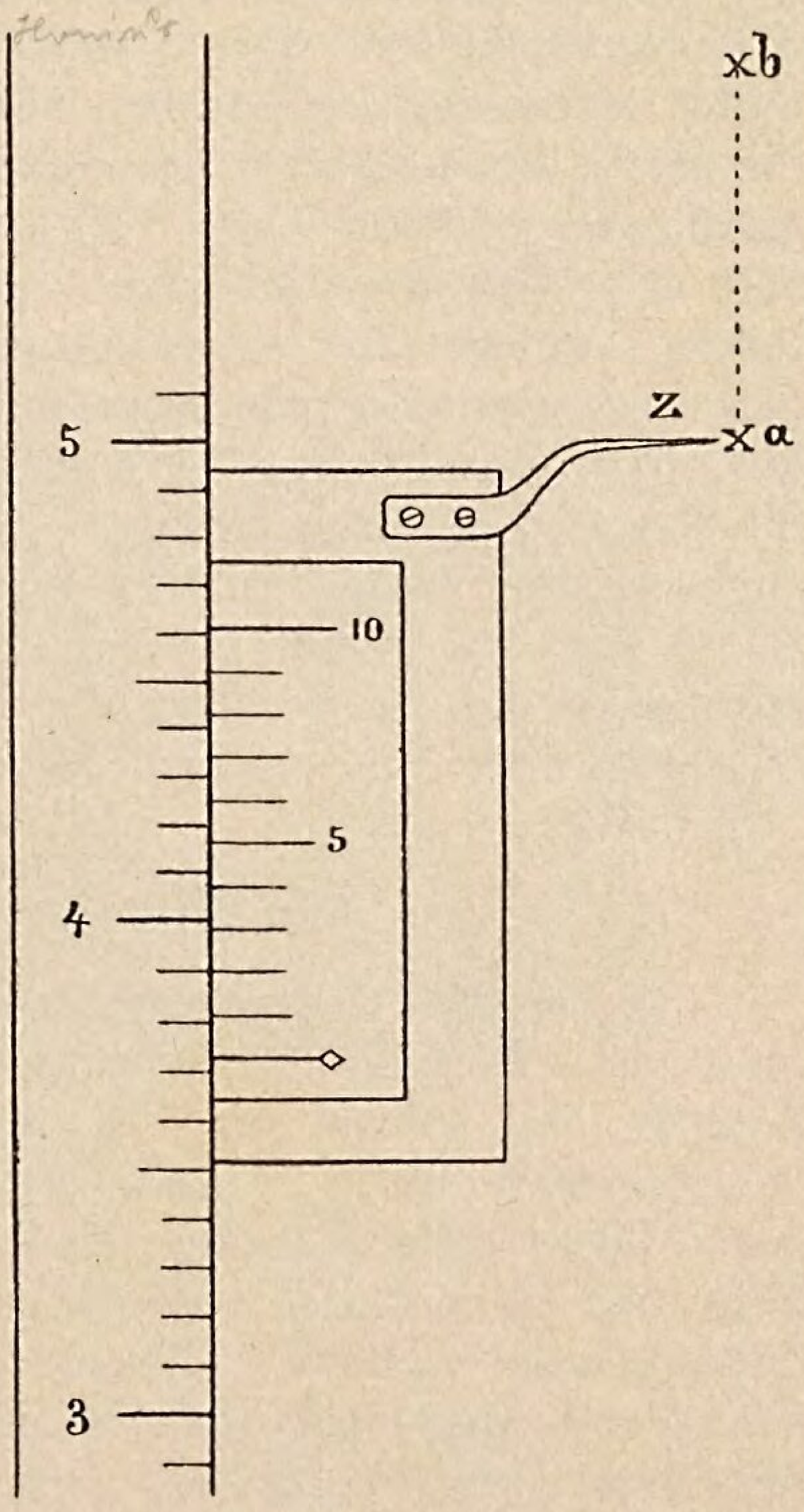


Fig. 2.

Bei dem in Fig. 2 dargestellten Nonius gehen *n* Teile des Nonius auf *n* — 1 Teile des Massstabes. In diesem Falle

Vor- und nachtragender Nonius.

(vortragender Nonius) werden die Teilstriche des Nonius in derselben Richtung gezählt wie diejenigen der Hauptteilung. Wenn dagegen auf n Teile der Hauptteilung $n+1$ Teile des Nonius fallen (nachtragender Nonius), so werden die Noniusteile in umgekehrter Richtung mit der Hauptteilung gezählt.

Nonius bei Kreisteilungen. Dasselbe Hilfsmittel der genaueren Ablesung wird auch angewandt, wenn es sich darum handelt, die Stellung eines beweglichen mit einer Kreisteilung konzentrisch sich drehenden Armes (Alhidade) an dieser Teilung abzulesen. Die Noniusstriche sind nun natürlich nicht mehr untereinander parallel, sondern sind Stücke von Radien, die nach demselben Mittelpunkt konvergieren. Statt der Verhältniszahlen 9,10 bezw. 10,11 bei decimal geteilten Massstäben treten hier je nach der Art der vorhandenen Kreisteilung andere Zahlenverhältnisse ein. Ist z. B. eine Kreisteilung vorhanden, die bis auf halbe Grade heruntergeht, so gibt man dem Nonius 30 Teile und macht diese so gross wie 29 Teile der Kreisteilung. Dadurch wird man nach Aufsuchung der Strichcoincidenzen in den Stand gesetzt, noch den 30ten Teil der letzten Intervalle der Hauptteilung zu schätzen, kann also die Marke des Nonius bis auf den 30ten Teil von $^1/_2$ Grad oder bis auf eine Minute genau ablesen.

Die Mikrometerschraube.

Prinzip der Mikrometerschraube.

3. Die Mikrometerschraube ist ein weiteres Hilfsmittel, um kleine Längen mit sehr grosser Genauigkeit abmessen zu können. Es sei in der Fig. 3 A eine festliegende Platte, in welcher sich durch Schlittenführung das Stück B verschieben lässt. Diese Verschiebung werde bewirkt durch Umdrehung der Schraube S, welche wegen ihrer kugelförmigen und in einen entsprechend hohlen Teil von A einpassenden Verdickung K eine Fortbewegung gegen A nicht annehmen kann, dagegen bei ihrer Umdrehung das Stück B relativ zu A verschiebt. Offenbar wird bei jeder ganzen Umdrehung des Schraubenkopfes S das Stück B um genau soviel gegen A verschoben, als die sogenannte Ganghöhe der Schraube, d. h. der Abstand einer Windung von der nächsten (in der Richtung der Schraubenaxe gemessen) beträgt. Gibt man dem Schraubenkopfe nur den hundertsten Teil einer Umdrehung, was mittelst Zeigers z auf dem etwa in 100 Teile geteilten Schraubenkopf abzulesen ist, so bewegt sich B nur um den 100ten Teil der Ganghöhe vorwärts. Durch diese Vorrichtung lassen sich also bei genügend fein geschnittenem Gewinde der Schraube sehr

kleine, nach Teilen der Schraubenganghöhe gemessene Verschiebungen des Stückes *B* vornehmen. Zur Reduktion dieses Masses auf Millimeter misst man an einem metrischen Stabe die Ganghöhe aus, indem man eine grössere Zahl von Windungen an der Schraube abzählt und deren Gesamtstrecke misst.

4. Die beschriebene Vorrichtung findet ihre Anwendung namentlich bei der Ausmessung sehr kleiner, unter dem Mikroskop betrachteter Gegenstände. Man unterscheidet hierbei das Objekttischmikrometer und das Okularmikrometer. Im ersteren Falle wird das Okularende des Mikroskopes mit einem aus Spinnweb hergestellten feinsten Fadenkreuz versehen. Der Schnittpunkt dieser Faden bildet zusammen mit dem Mittelpunkte des Objektives eine fest im Mikroskope liegende Visierlinie. Jeder Gegenstand, welcher in diese Visierlinie fällt, deckt sich mit dem Fadenkreuz. Auf den Objektisch des Mikroskopes Objektisch-Mikrometer.

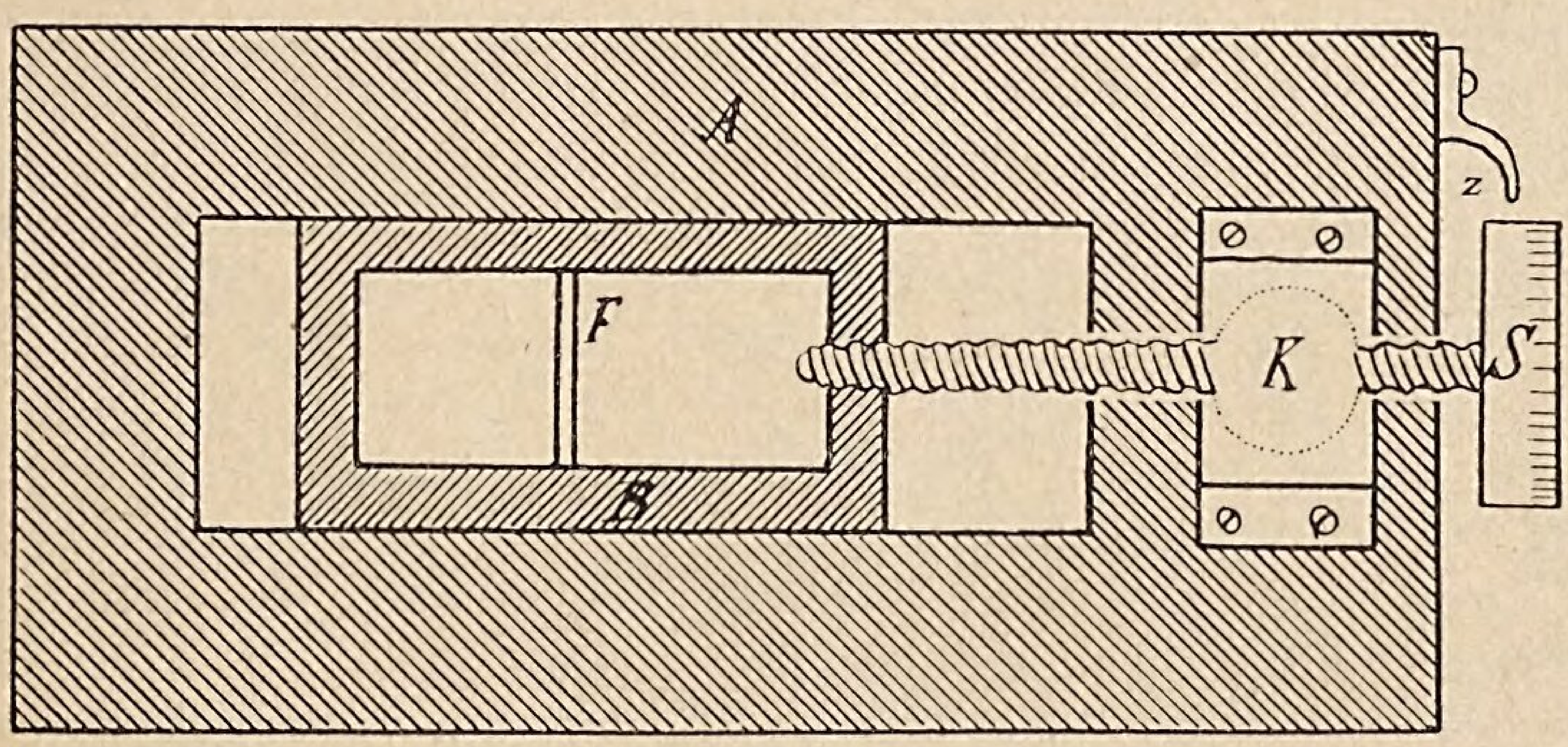


Fig. 3.

befestigt man den Teil *A* der Fig. 3; den auszumessenden Gegenstand legt man auf *B*. Besteht dieser z. B. aus zwei Strichen *F*, deren Abstand gemessen werden soll, so stellt man zunächst so ein, dass der Schnittpunkt des Fadenkreuzes auf den einen Strich *F* fällt, liest die Stellung des Schraubenkopfes am Zeiger *z* ab, stellt dann durch Schraubendrehung auf den andern Faden, liest wieder ab und erhält dadurch in Teilen einer Umdrehung die gesuchte Länge, welche, wie vorhin angegeben, alsdann auf Millimeter umgerechnet wird.

5. Bei der Benutzung der Mikrometerschraube als Okularmikrometer wird die ganze Vorrichtung Fig. 3 (in etwas zierlicherer Ausführung) in diejenige Stelle des Mikroskopes fest eingesetzt, wo vorhin das Fadenkreuz lag. Der Teil *B* ist, etwa wie in Fig. 3, ein Rahmen, auf welchen ein oder mehrere Fäden gespannt sind. Das Bild des im Mikroskop betrachteten Okular-Mikrometer.

Gegenstandes fällt nun auf die Fäden *F*. Man misst die Grösse des Gegenstandes, indem das nunmehr bewegliche Fadensystem *F* durch die Schraube *S* längs der zu messenden Strecke fortbewegt wird. Die Reduktion von den unmittelbar abgelesenen Teilen des Schraubenkopfes auf Millimeter erfolgt nun aber so, dass bei einem zweiten Versuch an Stelle des Gegenstandes eine wirkliche Millimeterteilung gelegt wird. Dadurch findet man, wie viel Schraubenumdrehungen erforderlich sind, um die Fäden *F* über das unter denselben Umständen und mit derselben Vergrösserung entworfene Bild eines richtigen Millimeters hinweg zu bewegen.

Dickenmesser. 6. Mechanisch noch einfacher ist die Benutzung der Mikrometerschraube beim Dickenmesser. Dies Instrument kommt dann zur Anwendung, wenn die zu messende Strecke eine Dicke ist und von zwei Flächen begrenzt ist, welche einerseits mit einer festen Ansatzfläche, andererseits mit der Endfläche der Mikrometerschraube in unmittelbaren Kontakt gebracht werden können. Die Dicke von Platten und auch der Durchmesser von Drähten wird hiermit gemessen.

Sphärometer. 7. Das Sphärometer ist ein auf drei Füssen stehendes Tischchen. Eine Mikrometerschraube trifft auf den Mittelpunkt des durch die drei Füsse gelegten Kreises. Stellt man das Instrument auf eine ebene Fläche und dreht die Schraubenspitze soweit herunter, bis ihre Spitze gleichfalls auf der Ebene liegt, so ist dies die Nullstellung der Schraube. Ist die Fläche eine gewölbte, z. B. eine konvexe Kugelfläche, so muss die Schraube höher gedreht werden, damit kein Wackeln des Tischchens eintritt. Die hierzu erforderliche Verschiebung der Schraube, welche am Kopfe derselben in Teilen einer Umdrehung abgelesen wird, gibt die Höhe derjenigen Kugelcalotte, deren Basisfläche durch die drei Tischfüsse bestimmt ist und führt hiermit zur Berechnung des Radius der Kugelfläche.

Das Kathetometer.

Kathetometer. 8. Das Kathetometer ist dazu bestimmt, den vertikalen Höhenunterschied von zwei solchen Punkten zu messen, an welche man einen Massstab nicht unmittelbar anlegen kann, und welche auch nicht einmal in derselben Vertikallinie zu liegen brauchen. Eine solche Aufgabe bietet sich beispielsweise, wenn in zwei nebeneinander befindlichen Glasröhren Flüssigkeit von verschieden hohem Niveau steht und man die vertikale Höhe *h* zwischen *a* und *b* messen will. (Fig. 4.) Das hierzu benutzte Instrument besteht aus einer genau vertikal gestellten Säule, an welcher sich ein vertikaler

Massstab befindet. An der Säule lässt sich ein horizontal liegendes Fernrohr derart verschieben, dass dasselbe immer genau seine horizontale Lage behält, also parallel mit sich gehoben werden kann. Gleichzeitig kann das Fernrohr oder auch die ganze Säule um ihre vertikale Axe gedreht werden. Stellt man nun die Visierlinie des Fernrohrs nacheinander auf *a* und *b* ein, so ist hierzu offenbar genau diejenige vertikale, an dem Massstab ablesbare Verschiebung erforderlich gewesen, welche der zu messenden Strecke *h* gleich ist.

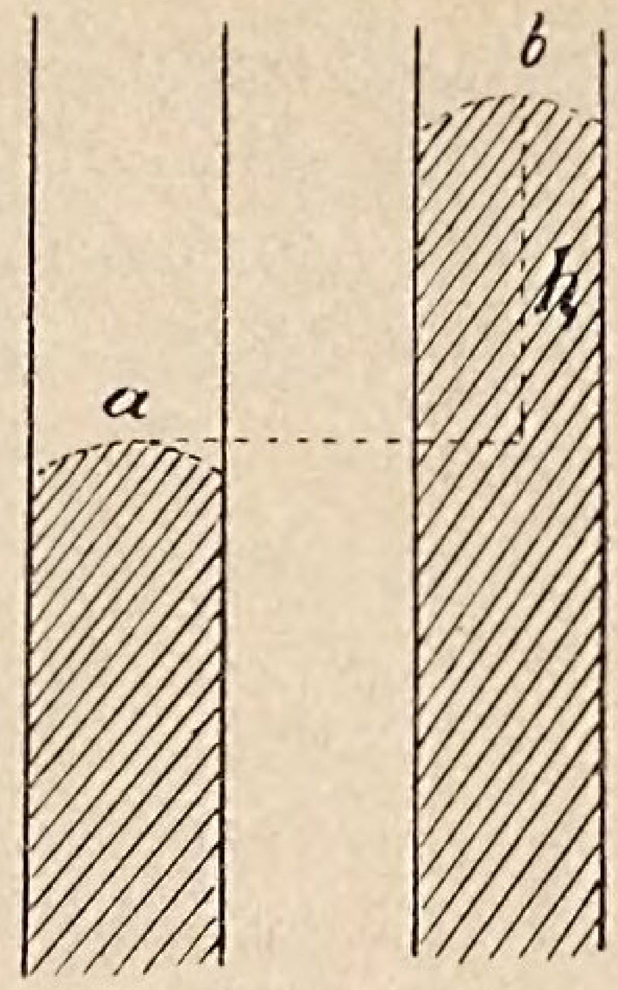


Fig. 4.

Flächenmessung.

Flächenmessung zurückgeführt auf Längenmessung.

9. Als Einheit für Flächenmass wird das aus der Längeneinheit gebildete Quadrat, also z. B. das Quadratmeter (qm) oder das Quadratcentimeter (qcm) genommen. Sind die Flächen von einfachen geometrischen Figuren begrenzt (Kreis, Viereck, Dreieck etc.), so reduziert sich die Flächenmessung auf Ausmessung von Längen (Kreisdurchmesser, Quadratseite etc. etc.). Andernfalls müssen dieselben indirekt durch Wägung gemessen werden. Aus gleichmässig dickem Papiere schneidet man eine genaue Kopie *F* der Fläche. Aus demselben Papiere wird eine genaue Kreisfläche geschnitten, deren Flächeninhalt *K* durch Ausmessung des Durchmessers berechnet wird. Wägt man alsdann die beiden Papiere *F* und *K*, so verhalten sich ihre Flächen wie die Gewichte.

Planimeter.

Ein besonderes zur Flächenmessung konstruiertes Instrument ist das Planimeter. Bei diesem Instrumente wird eine Rolle längs der Kontouren der Fläche hingeführt, wobei durch eine eigentümliche Verbindung der Rolle mit zwei um einen Fixpunkt drehbaren Armen die Flächengrösse aus der Umdrehungszahl der Rolle berechnet werden kann.

Messung des Volumens.

Messung des Volumens, zurückgeführt auf Längenmessung.

10. Ebenso wie die Ausmessung von Flächen auf diejenige von Längen zurückgeführt werden kann, ist dies auch mit der Ausmessung der Volumina (räumlicher Inhalt eines Körpers) der Fall. Vorausgesetzt ist dabei, dass die geometrische Gestalt des auszumessenden Körpers eine einfache sei, z. B. Würfel, Cylinder, Kugel etc.

Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so müssen indirekte Messungsmethoden angewandt werden. Vergl. darüber unter 30.

Als Einheitsmass des Volumens bietet sich analog der aus der Längeneinheit gebildete Würfel, das Kubikcentimeter, Kubikmeter etc. dar.

Zweites Kapitel.

Mechanik.

Die Grundlagen der Mechanik.

Eingang in die Physik.

11. Das vorige Kapitel lag noch ausserhalb der eigentlichen Physik. Es handelte sich dort lediglich um die Messung räumlicher Grössen. Die wenigen Bezugnahmen auf die Physik, wie z. B. die Benutzung der optischen Instrumente, des Fernrohres und Mikroskopes oder die Berücksichtigung der Temperatur bei Massstäben, waren nebensächlicher Natur. Für die Erzielung gewisser Genauigkeitsgrade zwar von Bedeutung, gehörten sie doch nicht zum eigentlichen Wesen der Messung. Nunmehr treten wir mit den neuen Begriffen der Masse, der Kraft und der Zeit in den ersten Teil der Physik, die Mechanik, ein.

Masse.

Unter der Masse eines Körpers verstehen wir die Quantität seiner Materie. Wären alle Körper ihrer Qualität nach gleich, so würde die numerische Bestimmung der Quantität gleichbedeutend sein mit der Bestimmung ihres Volumens. Diese letztere könnte alsdann auf Längenmessung zurückgeführt werden. Da die Welt nun aber aus Körpern sehr verschiedener Qualität zusammengesetzt ist, so muss das allen gemeinsame Mass der Masse auf anderm Wege gesucht werden. Dazu gelangen wir durch die gleichzeitige Einführung und Erklärung des Begriffes der Kraft.

Galileis Prinzip. Qualitative Definition der Kraft.

12. Der von Galilei aufgestellte, häufig als Trägheitsprinzip bezeichnete Satz, lautet in der ihm von Newton gegebenen Fassung: Jeder Körper beharrt in dem Zustande seiner Ruhe oder geradlinigen und gleichförmigen Bewegung so lange, als keine Kraft auf ihn einwirkt.

Die Bedeutung dieses Satzes liegt darin, dass durch ihn erklärt wird, was unter Kraft zu verstehen ist, wann und wo wir von einer solchen sprechen dürfen. Beobachten wir nämlich,

dass ein Körper den bisherigen Zustand seiner Ruhe oder seiner geradlinigen und gleichförmigen (d. h. gleiche Strecken in gleichen Zeiten durchlaufenden) Bewegung verlässt, so dürfen und müssen wir das Vorhandensein einer Kraft annehmen, d. h. einer ausserhalb des Körpers liegenden Ursache, welche diese Aenderung seines Bewegungszustandes bewirkt. Oftmals erscheint eine solche Einwirkung in einer für die Sinne direkt beobachtbaren, kausal unmittelbar verständlichen Form, z. B. dann, wenn wir sehen, wie die Bewegung eines Balles durch einen Schlag mit dem Knittel plötzlich in Richtung und Geschwindigkeit geändert wird. Häufiger aber bleibt für die unmittelbare Beobachtung der Sitz und Ursprung der Kräfte verhüllt und nur auf indirektem Wege lässt sich schliessen, dass dieselben in dem Vorhandensein und der speziellen räumlichen Konstellation anderer Körper gesucht werden müssen. So muss die von Augenblick zu Augenblick sich vermehrende Geschwindigkeit eines vom Baume fallenden Apfels nach dem Galilei'schen Satze durch eine Kraft bewirkt werden. Wir suchen mit vollkommenem Erfolge das Substrat dieser Kraft in dem Vorhandensein der Erde.

13. Der Satz Isaac Newtons: »dass alle materiellen Körper des Universums derart auf einander einwirken, als zögen sie einander an,« ist der hypothetische Ausdruck jener auf den fallenden Apfel wirkenden Kraft. Derselbe ist insofern völlig ausreichend, als durch ihn nicht bloss alle Einzelheiten der Bewegung des Apfels, sondern auch diejenigen aller sonst im Weltraum sich bewegenden Massen erklärt werden. Entkleidet man diesen Newton'schen Satz seiner vorsichtigen Fassung und sagt dafür »alle Körper ziehen sich an«, so ist dies zulässig, so lange wie wir uns lediglich die Aufgabe stellen, die Bewegung des fallenden Apfels zu beschreiben und zu erklären. Es führt jedoch diese kürzere Fassung unmittelbar zu der Vorstellung von Kräften, die unvermittelt in die Ferne wirken (actio in distans). Darin liegt etwas Unbegreifliches. Das Bestreben der Physiker geht dahin, eine solche unbegreifliche, wenn zwar für die Beschreibung ausreichende actio in distans zu beseitigen und an ihrer Stelle nach Eigenschaften eines alle Körper durchdringenden feinen Stoffes, des Aethers, zu suchen, welche derart beschaffen sein müssten, dass sie uns eine sinnlich begreifbarere Vorstellung der Fernewirkung geben. Gravitationskraft.

14. Zur quantitativen Bestimmung von Massen und Kräften führen nunmehr folgende Sätze: Quantitative Definition der Masse und der Kraft.

Zwei Kräfte sind gleich, wenn sie unter gleichen Umständen dieselbe Veränderung in dem Bewegungszustand ein und derselben Masse hervorrufen.

Werfen wir einen und denselben Ball zweimal hintereinander bis in die gleiche Höhe, so waren die Kräfte gleich, die hiezu erforderlich waren.

Zwei Massen sind gleich, wenn sie von zwei als gleich erkannten Kräften gleiche Aenderungen ihres Bewegungszustandes erfahren.

Die Masse eines Körpers ist gleich der Summe der Massen seiner einzelnen Teile.

Stellt man sich auf der Grundlage dieser beiden letzten Sätze zwei Massen her, deren Quantitäten sich wie die Zahlen m_1 und m_2 verhalten, und lässt man unter sonst gleichen Umständen zwei untereinander gleiche Kräfte auf die Massen m_1 und m_2 wirken, so erhält die grössere Masse die geringere Aenderung ihres Bewegungszustandes.

Geschwindigkeit und Beschleunigung.

Der Bewegungszustand eines Körpers und seine Aenderung wird gekennzeichnet durch Beobachtung der Geschwindigkeit und Beschleunigung, beides nach Richtung und Grösse angegeben. Die Geschwindigkeit, welche der Körper in irgend einem Zeitpunkt besitzt, wird gemessen, indem wir die Länge einer zu dieser Zeit zurückgelegten kleinen Strecke durch die dazugehörige Zeitstrecke dividieren. Bleibt diese Geschwindigkeit von Zeitpunkt zu Zeitpunkt immer dieselbe, so ist die Bewegung eine gleichförmige. Wenn auch die Richtung dieselbe bleibt, ist sie eine gleichförmig-geradlinige. Findet man, dass die Geschwindigkeit von Zeitpunkt zu Zeitpunkt grösser oder kleiner wird, so ist die Bewegung eine beschleunigte oder verzögerte. Wächst die Geschwindigkeit in gleichen Zeitabschnitten um immer gleiche Beträge, so ist die Beschleunigung eine gleichförmig beschleunigte (bezw. verzögerte).

Findet man, dass ein Körper momentan seine Geschwindigkeit ändert, vor und nach diesem Augenblick aber eine gleichförmige Bewegung hat, so schliessen wir nach dem Trägheitssatze auf eine Momentankraft (Schlag, Stoss, Impuls). Finden wir dagegen, dass die Geschwindigkeit sich kontinuierlich von Augenblick zu Augenblick ändert, dass also eine gleichförmig beschleunigte oder verzögerte Bewegung vorhanden ist, so schliessen wir auf eine kontinuierlich wirkende Kraft (Massenanziehung, Schwerkraft).

Da die Grösse der Kräfte lediglich erkannt wird aus der Grösse der Massen und der diesen erteilten Geschwindigkeiten, so ist der einfachste, sich darbietende Weg, um zu einem Mass für die Kraft zu gelangen, dass man dieselbe durch das Produkt von Masse mal Geschwindigkeitszuwachs misst, denn die Kraft muss um so grösser sein, je grösser

1. die Masse ist, die sie bewegen soll und 2. die Geschwindigkeit ist, die der Masse gegeben werden soll.*) Hiernach wird eine Momentankraft K gemessen durch das Produkt aus der Masse (m) mal dem Unterschied der Geschwindigkeiten (c) vor und nach dem Stoss.

$$K = m \cdot c.$$

Es wird eine kontinuierlich wirkende Kraft K gemessen durch das Produkt aus der Masse (m) mal der im Laufe der Zeiteinheit (Sekunde) eintretenden Geschwindigkeitsvermehrung, d. h. der Beschleunigung (γ).

$$K = m \cdot \gamma.$$

15. Zu diesen Erklärungen und Definitionen der physikalischen Grundbegriffe von Masse und Kraft fügen wir nun ein Beobachtungsergebnis. Lässt man irgend welche Körper in der Nähe der Erdoberfläche fallen, und zwar im luftleeren Raum, so zeigt sich, dass alle Körper gleich schnell fallen. Die im Laufe einer Sekunde den Körpern durch die Schwerkraft erteilte Geschwindigkeitsvermehrung g ist für alle Körper und für die ganze Dauer des Falles unvermindert dieselbe. Die Schwerkraft ist eine kontinuierlich wirkende Kraft. Wir nennen diese Kraft das Gewicht P (ondus) eines Körpers und haben also Gewicht und Masse.

$$P = m \cdot g.$$

Für zwei verschiedene Körper von den Massen m_1 und m_2 gilt also, wenn P_1 und P_2 ihre Gewichte sind,

$$P_1 = m_1 g \text{ und } P_2 = m_2 g,$$

d. h. die Gewichte zweier Körper verhalten sich im Vakuum wie ihre Massen.

Auf diesem Satze beruht die experimentelle Ausmessung von Massen durch die Wage. Wenn wir nämlich durch dieses Instrument in den Stand gesetzt werden, mit einem hohen Grade von Genauigkeit das Verhältnis der Gewichte zweier Körper zu ermitteln, so ist dadurch zufolge des vorstehenden Satzes auch das Verhältnis ihrer Massen gegeben.

Bevor wir jedoch die Einrichtung der Wage betrachten, ist es notwendig, noch folgende Sätze über die Kräfte zu berücksichtigen.

Darstellung einer Kraft durch eine Linie.

16. Da eine auf einen Massenpunkt wirkende Kraft nur die beiden Eigenschaften der Grösse und der Richtung hat,

*) Eine andere willkürliche Festsetzung, z. B. die, dass die Kraft = dem Quadrat des Geschwindigkeitszuwachses $\times$ Masse sein solle, würde zwar an sich nicht falsch sein, aber in ihren Konsequenzen zu einer unendlich schwerfälligen, total veränderten Ausdrucksweise der Physik führen.

so kann eine erschöpfende, bildliche Darstellung derselben durch eine gerade Linie von bestimmter Länge und Richtung gegeben werden. Die Länge der Linie entspricht dann der Grösse der Kraft und die Richtung der Linie ist die Richtung der Kraft.

Zusammensetzung von Kräften, die auf einen Massen-Punkt wirken.

Wirken auf einen Punkt O die beiden Kräfte A und B (Fig. 5), dargestellt durch die Linien OA und OB, so kann dafür die einzige Kraft C (Resultante) gesetzt werden, welche ihre Darstellung durch die Diagonale OC des von OA und OB angelegten Parallelogramms erhält. Dieser Satz ist eines besonderen Beweises nicht fähig (Prinzip des Parallelogramms der Kräfte).

Zerlegung einer Kraft in zwei andere.

Umgekehrt kann jederzeit eine einzige auf O wirkende Kraft OC zerlegt werden in zwei andere OA und OB, deren Grösse und Richtung so beschaffen sein müssen, dass aus ihnen ein Parallelogramm mit der Diagonale OC gebildet werden kann. OA und OB sind die Komponenten, in welche OC zerlegt ist. Offenbar kann eine solche Zerlegung einer einzigen Kraft durch unendlich mannigfaltige Parallelogramme beschafft werden. Macht man einengende Vorschriften, z. B. dass die beiden Komponenten in bestimmte Richtungen fallen sollen, so sind damit auch die ihnen zu gebenden Grössen bestimmt

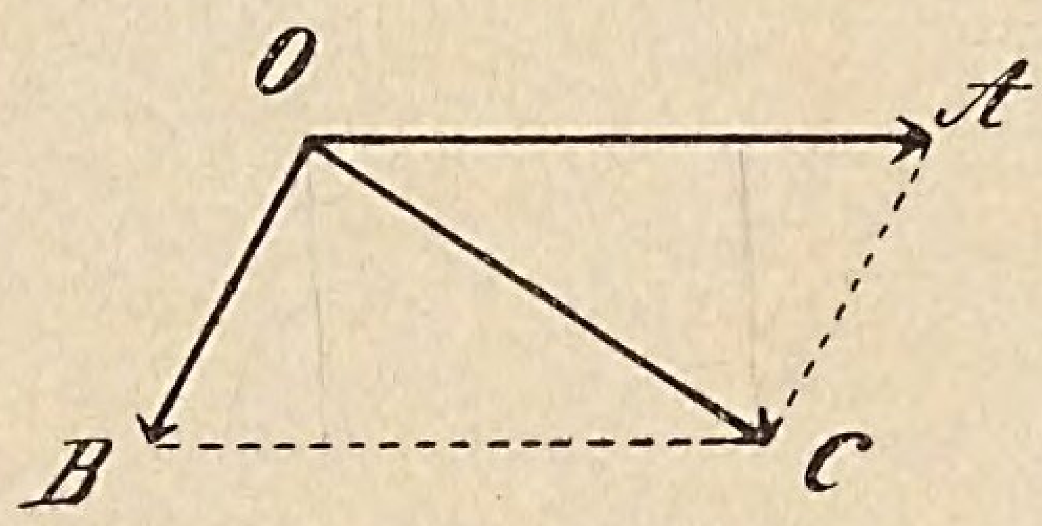


Fig. 5.

Zwei Kräfte in derselben Richtung.

Wirken auf einen Punkt zwei Kräfte in demselben Sinne, so können sie ersetzt werden durch eine Resultante, welche gleiche Richtung hat und gleich der Summe der Einzelkräfte ist. Sind die beiden Kräfte entgegengesetzt gleich gerichtet, so ist ihre Resultante die Differenz beider.

Mehrere Kräfte.

Sind mehr als zwei Kräfte an einem Massenpunkt thätig, so kann man zuerst für zwei derselben die Resultante suchen. Da diese als völliger Ersatz jener gelten kann, so lässt sich die gewonnene Resultante mit der dritten Kraft, die hieraus gewonnene Resultante mit der vierten u. s. f. zuzammensetzen.

Kraft-Komponenten.

Systematischer geht man im Falle mehrerer Einzelkräfte vor, indem man jede derselben in Komponenten nach bestimmten (am zweckmässigsten rechtwinklig sich schneidenden) Richtungen zerlegt und sämtliche in die gleichen Richtungen fallenden Komponenten addiert.

Kräfte, die auf einen starren Körper wirken.

17. Ein starrer Körper kann aufgefasst werden als ein Konglomerat von n Massenpunkten, welche sämtlich in unveränderlichen Distanzen von einander liegen. Die Zahl n

kann man sich beliebig gross denken. Die auf diesen Körper wirkende Schwerkraft wirkt auf jeden der n Massenpunkte. Man kann sich also die Vorstellung von n Einzelkräften bilden. Dieselben sind alle parallel (nach dem Mittelpunkt der Erde gerichtet) und können daher durch n parallele Linien zur Darstellung gebracht werden, welche von den n Massenpunkten ihren Ausgang nehmen und entsprechend der Masse m der einzelnen Punkte lang sind. Wenn wir nun fragen, wie wirkt die Schwerkraft auf den Bewegungszustand des Körpers ein, so lautet die Antwort: Genau so, als wenn alle n Einzelkräfte **Parallele Kräfte.** nicht vorhanden wären, aber an ihrer Stelle eine einzige Kraft wirkte, deren Grösse gleich der Summe der n Einzelkräfte ist, deren Richtung parallel mit der Richtung jener ist und bei ganz beliebiger Lage durch einen ganz bestimmten Punkt des Körpers, den sogen. Schwerpunkt hindurchgeht. Diese vorgestellte, resultierende Ersatzkraft kann demnach durch eine gerade Linie dargestellt werden, deren Richtung die senkrechte ist, deren Länge der Gesamtmasse des Körpers entsprechend gewählt ist und deren Ausgangspunkt (Angriffspunkt) der Schwerpunkt ist.

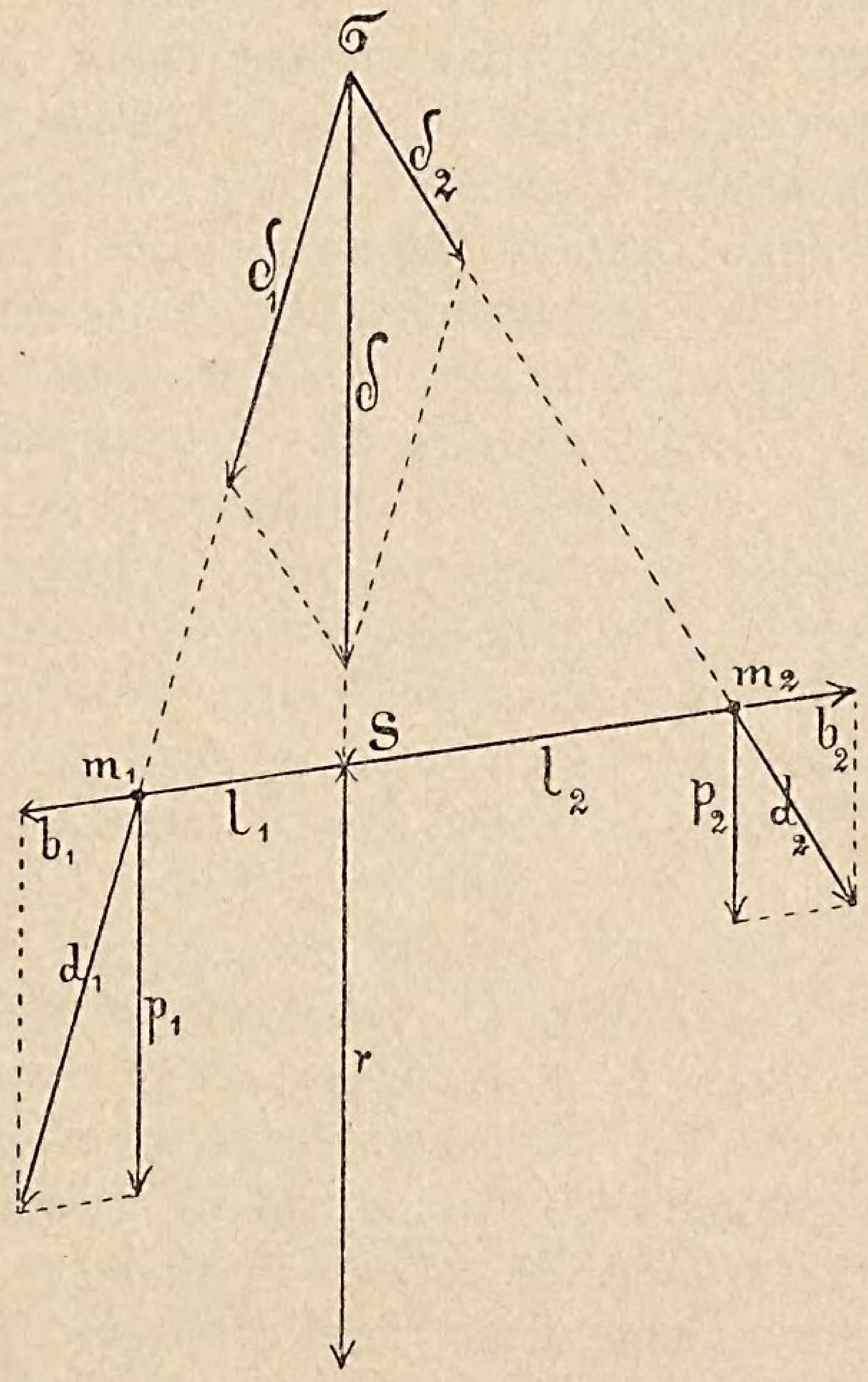


Fig. 6.

Der Beweis hiefür ist der folgende. Man fasst zunächst die beiden Massenpunkte m_1 und m_2 ins Auge (Fig. 6). Die auf diese wirkenden parallelen Schwerkräfte sind $p_1 = m_1 g$ und $p_2 = m_2 g$. Man fügt die beiden gleichen und entgegengesetzt gerichteten Kräfte b_1 und b_2 hinzu, wodurch nichts geändert wird, da b_1 und b_2 sich zerstören. Man ersetzt b_1 und p_1 durch d_1, b_2 und p_2 durch d_2. Man verlegt d_1 und d_2 nach σ, in die Lagen δ_1 und δ_2. Aus δ_1 und δ_2 wird δ. Die Richtung von δ ist, wie geometrisch leicht zu beweisen, parallel mit p_1 und p_2. Endlich verlegt man δ in derselben Richtung von σ nach S. Es folgt geometrisch, dass $r = p_1 + p_2$ ist und dass $p_1 \times l_1 = p_2 \times l_2$. Die

beiden auf m_1 und m_2 wirkenden Kräfte p_1 und p_2 können demnach rücksichtlich ihrer Wirkung auf den ganzen Körper ersetzt werden durch eine einzige Kraft r, deren Angriffspunkt auf der Verbindungslinie $m_1 m_2$ in demjenigen Punkte S liegt, dessen Abstände l_1 und l_2 sich umgekehrt zu einander verhalten wie p_1 und p_2. Zugleich sieht man, dass, falls der Punkt S festgehalten wird, die beiden Kräfte p_1 und p_2 keinerlei drehende Bewegung hervorbringen können, da die ihnen völlig gleichwertige Kraft r dies nicht bewirken würde. — In genau derselben Weise kann man nun die in S angreifende Kraft r zusammen mit der auf m_3 wirkenden Kraft p_3 u. s. f. er-
Schwerpunkt setzen durch eine einzige Kraft, etwa $r' = r + p_3$, welche etwa in dem Punkte S' angreift und fortschliessend, kann man alle parallelen Kräfte $p_1 \ldots . p_n$ ersetzen durch eine einzige Kraft R, welche in dem Schwerpunkte Σ angreift. Dass die Lage dieses wichtigen Punktes eine lediglich von der Gestalt und Massenverteilung des starren Körpers abhängige, fest mit dem Körper verbundene ist, und sich nicht etwa ändert, wenn man den Körper gegen die Richtung der Schwerkraft dreht, erkennt man nun leicht, wenn man bedenkt, dass in Fig. 6 eine gemeinsame Richtungsänderung der Kräfte p_1 und p_2 zwar eine andere, wiederum mit ihnen parallele Richtung r, aber doch denselben auf der Linie $m_1 m_2$ gelegenen Angriffspunkt S ergeben würde.

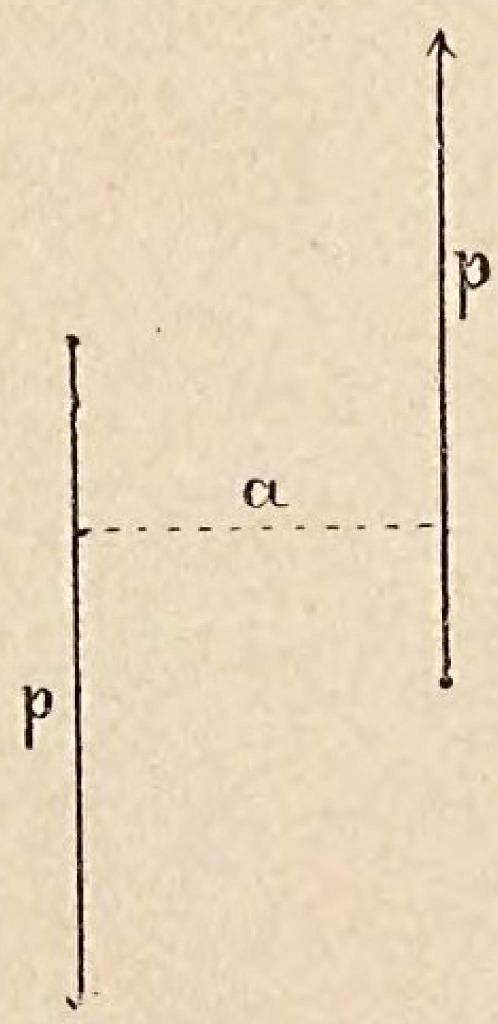


Fig. 7.

Kräftepaar. Wirken auf einen Körper zwei parallele Kräfte, welche von gleicher Grösse und entgegengesetzt gerichtet sind, jedoch nicht in derselben Linie liegen, so bezeichnet man sie als Kräftepaar (Fig. 7). Das Produkt $p \times a$ aus der Grösse p, der Kraft und dem senkrechten Abstande a ihrer Richtungen (nicht Angriffspunkte) heisst das Moment des Kräftepaares.

Auch für dieses Moment lässt sich eine graphische Darstellung machen. Eine Linie nämlich, die senkrecht steht auf der gemeinsamen Ebene der beiden Kräfte p und deren Länge $= p \,.\, a$ ist, dient hierzu. Mehrere Kräftepaare lassen sich zu einem einzigen resultierenden zusammensetzen, indem man die dieselben darstellenden Linien nach der Regel des Parallelogramms der Kräfte zu einer Resultierenden zusammenfügt.

Beliebige Kräfte. Beliebig viele und beliebig gerichtete Kräfte, welche auf einen starren Körper wirken, lassen sich immer ersetzen durch eine einzige resultierende Kraft und ein einziges resultierendes Kräftepaar.

Sind beide Resultanten gleich Null, so tritt keinerlei Aenderung in dem Zustande der Ruhe oder Bewegung des Körpers ein (*Fall des Gleichgewichtes der Kräfte*).

Unfreie Bewegung eines starren Körpers.

18. Wird die Beweglichkeit eines starren Körpers durch andere ihn berührende Körper gehindert, so muss man sich diese letzteren durch *geeignete Zusatzkräfte* ersetzt denken, wenn man die Wirkung von Kräften auf den unfreien Körper auf Grund der vorigen Sätze ermitteln will.

Wirkung der Schwerkraft auf einen um eine horizontale Axe drehbaren Körper.

Ein Körper sei z. B. um eine feste Axe drehbar. Alsdann lässt sich der Einfluss dieses Bewegungshindernisses jederzeit ersetzen durch eine Zusatzkraft, deren Angriffspunkt in der Drehaxe liegt. Geht die Drehungsaxe durch den Schwerpunkt, so tritt keine Aenderung in der Ruhe oder Bewegung des Körpers ein (*indifferentes Gleichgewicht*). Liegt der Schwerpunkt genau unterhalb der Axe, und befand sich der Körper in Ruhe, so tritt keine Aenderung dieser Ruhe ein und wenn durch äusseren Anstoss eine kleine Verrückung dieser Lage entsteht, so bewirkt die Schwerkraft eine solche rückkehrende Bewegung, dass die frühere Lage wieder hergestellt wird (*stabiles Gleichgewicht*). Wenn der Schwerpunkt genau oberhalb der Axe liegt und wenn der Körper in Ruhe ist, so tritt auch keine Aenderung derselben ein, aber die kleinste Verrückung bewirkt jetzt ein Umschlagen des Körpers in die Lage des stabilen Gleichgewichts (*labiles Gleichgewicht*).

19. Ein um eine Axe drehbarer, starrer Körper wird wohl, wenn derselbe eine langgestreckte Gestalt hat, als *Hebel* bezeichnet.

Hebel.

Lässt man auf einen mit der Drehungsaxe nicht zusammenfallenden Punkt des Hebels eine Kraft wirken, so wird das Produkt dieser Kraft p mit dem senkrechten Abstande a der Axe von der Richtung der Kraft das *Drehungsmoment* genannt. Zwei Drehungsmomente addieren sich, wenn sie dieselbe Drehungsrichtung bewirken, sie subtrahieren sich, wenn sie die entgegengesetzte Richtung bewirken. *Gleichgewicht* tritt ein, wenn die Summe aller Drehungsmomente (die rechts drehenden etwa positiv, die links drehenden negativ gerechnet) gleich Null ist.

Die Wage.

Gleicharmige Wage.

20. Wir betrachten zunächst die *gleicharmige Wage*. Dieselbe besteht, ideal genommen, aus einem starren Körper, dem *Wagebalken*. In der Mitte ist derselbe mit einer Schneide versehen, der *Haupt- oder Mittelschneide* (h)

(Fig. 8 und 9), deren Schärfe nach unten liegt und welche, auf einer ebenen oder schwach ausgehöhlten Fläche des Trägers *t* ruhend, die Drehungsaxe des Balkens bildet. Zwei weitere End- oder Nebenschneiden *(n)* liegen in gleichen Abständen von der Hauptschneide, bilden mit derselben eine gerade Linie und haben ihre Schneide aufwärts gerichtet. Auf denselben hängen die beiden Wagschalen *(s)*. Für die letzteren bilden sonach die Nebenschneiden je eine Drehungsaxe. An dem Balken ist noch befestigt ein Zeiger *(Z)* und ein Laufgewicht *(L)*, durch dessen Verschiebung der Schwerpunkt nötigenfalls gehoben oder gesenkt werden kann.

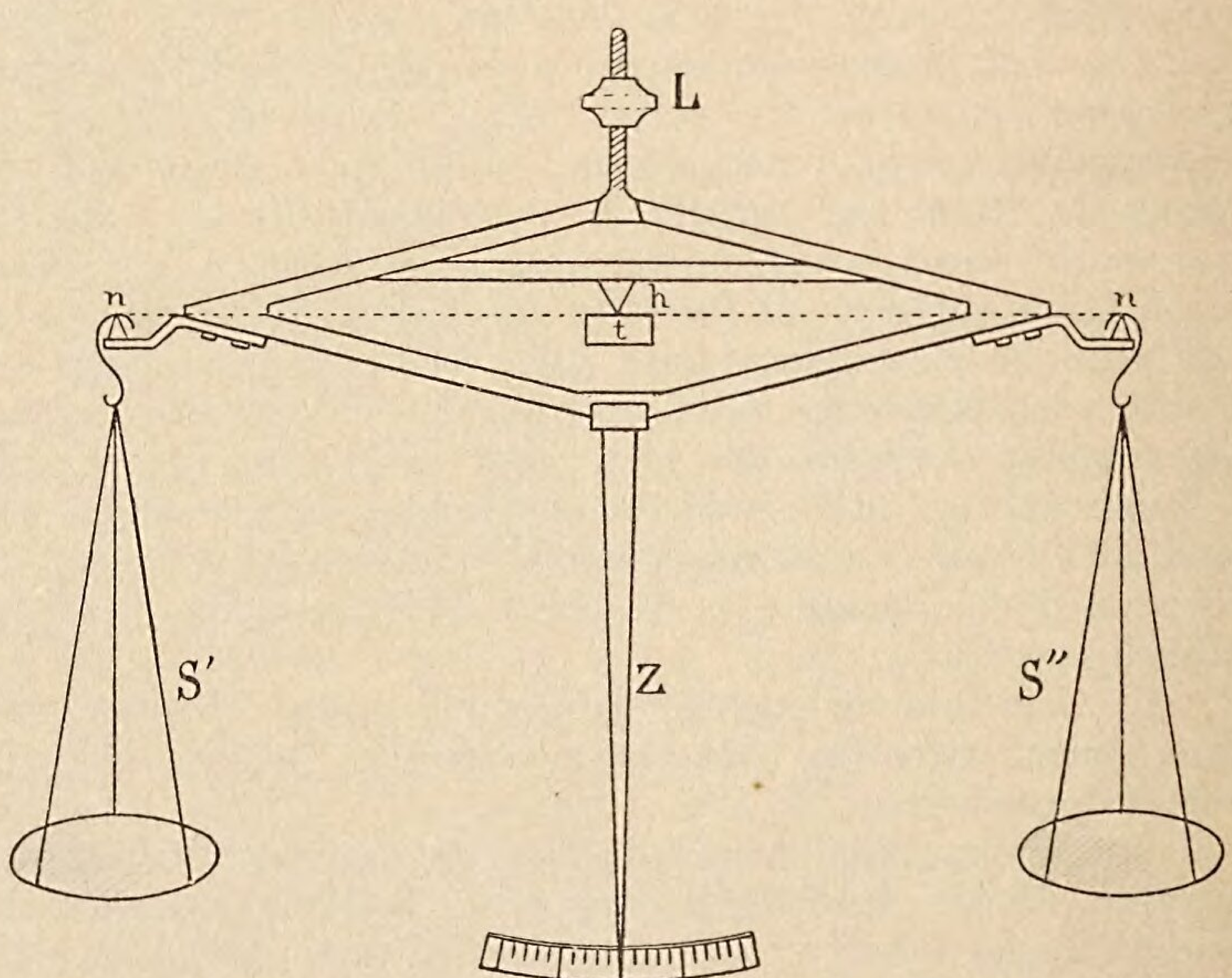


Fig. 8.

Ist die Wage völlig symmetrisch gearbeitet, so nimmt der Balken eine horizontale und der Zeiger eine vertikale Stellung ein und das Gleichgewicht ist ein stabiles, wenn dafür gesorgt ist, dass der Schwerpunkt des Wagebalkens etwas tiefer als die Hauptschneide liegt. Die gesamte Wirkung der Schwere auf den Balken kann nämlich ersetzt gedacht werden 1. durch eine den Schwerpunkt angreifende vertikale Kraft = dem Gewichte des Wagebalkens, 2. durch je eine auf die Nebenschneiden wirkende vertikale Kraft = dem Gewichte je einer Wagschale. Diese beiden letzteren Kräfte können wiederum durch eine einzige, durch die Hauptschneide gelegte Kraft, ersetzt werden, welche ihrerseits unwirksam wird wegen der

Auflage der Hauptschneide. Wenn daher der Schwerpunkt des Balkens senkrecht unter der Hauptschneide liegt, so ist stabiles Gleichgewicht vorhanden und der Zeiger steht senkrecht etwa auf dem Nullpunkt einer Teilung. Das Gleiche ist auch der Fall, wenn auf beiden Wagschalen gleich schwere Körper liegen. Wir können auch sagen, dass in diesen Fällen die Summe der sämtlichen Drehungsmomente am Balken gleich Null ist. Denn die Momente der auf die Nebenschneiden wirkenden Kräfte sind von entgegengesetzter Richtung und gleich gross, und das Moment der auf den Schwerpunkt

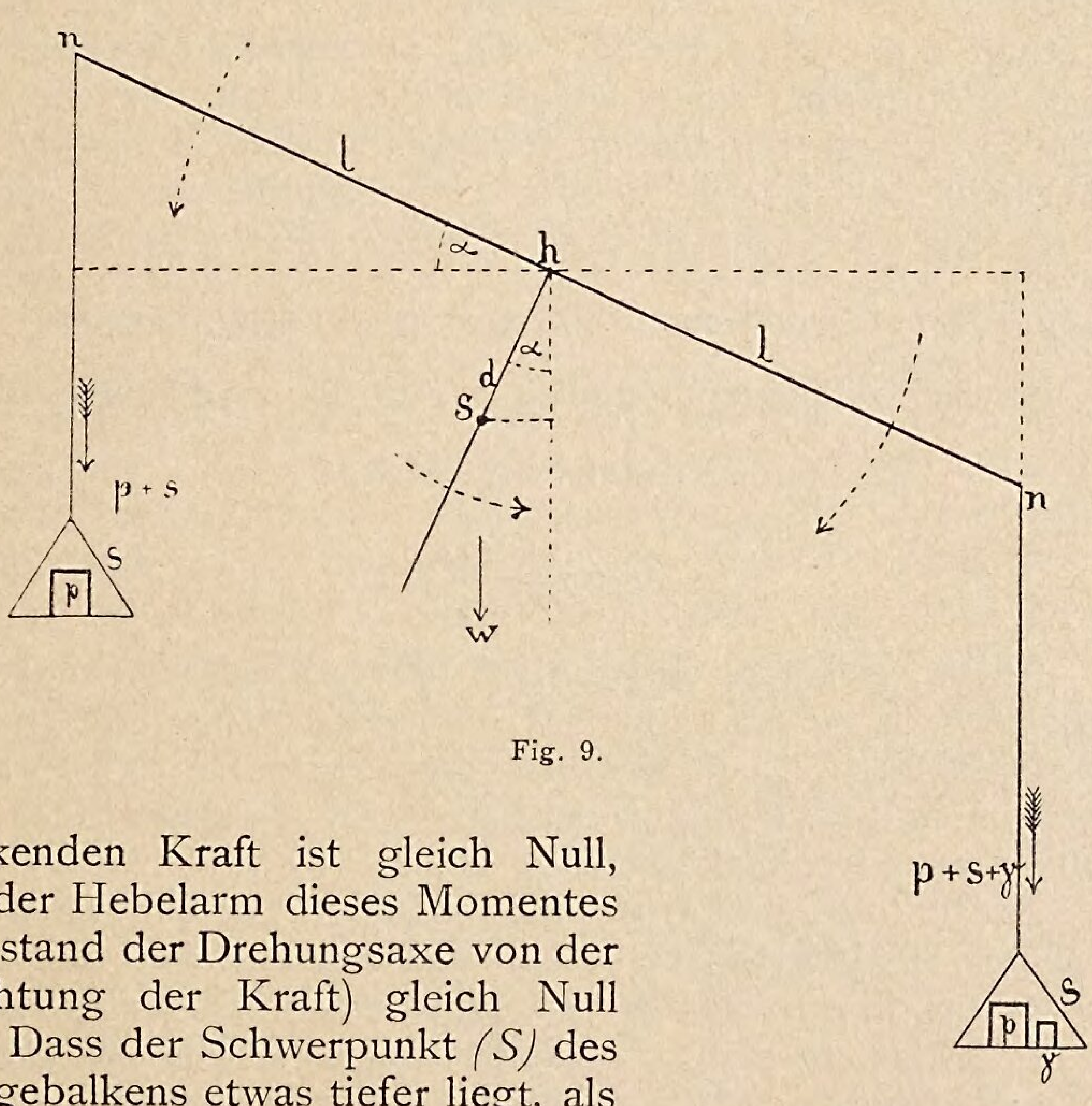


Fig. 9.

wirkenden Kraft ist gleich Null, da der Hebelarm dieses Momentes (Abstand der Drehungsaxe von der Richtung der Kraft) gleich Null ist. Dass der Schwerpunkt *(S)* des Wagebalkens etwas tiefer liegt, als die Mittelschneide, ist wesentlich, weil andernfalls überhaupt kein stabiles Gleichgewicht der Wage eintreten würde.

Die Drehungsmomente der Wage.

21. Es möge nun die Belastung der e i n e n in der Fig. 9 etwa rechts gelegenen Wagschale um das kleine Gewicht γ grösser sein, so dass auf der linken Wagschale das Gewicht p, auf der rechten das Gewicht $p + \gamma$ liegt. Alsdann tritt eine Veränderung der Gleichgewichtslage ein. Die Wage zeigt einen A u s s c h l a g, den man an der nach links verschobenen Stellung des Zeigers beobachtet. Jetzt sind die Drehungsmomente, die in Betracht kommen, folgende: G e g e n den Uhrzeiger (l i n k s) drehend ist das Moment der auf die linke

Nebenschneide wirkenden Kraft. Diese letztere ist $p+s$, wenn s das Gewicht der Wagschale ist. Das Drehungsmoment dieser Kraft erhält man durch Multiplikation von $(p+s)$ mit demjenigen Abstand, um welchen die Mittelschneide von der durch die Nebenschneide gelegten Vertikalen (Kraftrichtung) entfernt ist. Ist also l die Strecke Mittelschneide — Nebenschneide, so wird jener Abstand erhalten durch $l \, . \cos \alpha$ falls α der Winkel ist, um den der Wagebalken aus der Horizontalen gedreht ist. Das gesuchte Moment der links wirkenden Kraft ist somit $(p+s) \, l \, . \cos \alpha$. Hierzu kommt, in gleichem Sinne wirkend, das Moment der auf den Schwerpunkt S wirkenden Kraft. Dies erhält man, wenn das Gewicht w des Wagebalkens mit $d \, . \sin \alpha$ multipliziert wird, wobei d die Distanz des Schwerpunktes von der Mittelschneide bedeute. Rechts drehend wirkt das Moment $(p+s+\gamma) \, l \, . \cos \alpha$. Die Summe aller Momente muss für den Fall des Gleichgewichtes = Null sein, d. h.

$$(p+s) \, l \, . \cos \alpha + w \, . \, d \, . \sin \alpha = (p+s+\gamma) \, l \, . \cos \alpha,$$

hierin hebt sich auf beiden Seiten $(p+s) \, l \, . \cos \alpha$ weg und es bleibt

$$w \, . \, d \, . \sin \alpha = \gamma \, . \, l \cos \alpha,$$

woraus

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\gamma \, . \, l}{w \, . \, d}$$

folgt. Diese Gleichung lehrt, dass $\operatorname{tg} \alpha$ und ebenso α um so grösser wird, je grösser die Ueberbelastung γ, je grösser die Balkenlänge l, je kleiner das Gewicht des Wagebalkens w und je kleiner der Abstand d seines Schwerpunktes von der Mittelschneide ist.

Empfindlichkeit der Wage.

Soll eine Wage empfindlich sein, d. h. soll sie schon bei kleiner Ueberbelastung einen merklichen, also möglichst grossen Ausschlag α geben, so muss entweder für grosses l oder für kleine w und d gesorgt werden. Ein zu diesem Zwecke übertrieben gross gewähltes l würde fast in gleichem Verhältnisse das w vergrössern, also wenig nützen, dagegen aber die gemachte Voraussetzung in Frage stellen, dass nämlich der Wagebalken ein durchaus starrer, unbiegsamer Körper ist. Hört diese Voraussetzung auf, und biegt sich der Balken bei grösserer Belastung, so geht die Verbindungslinie der Nebenschneiden unter der Mittelschneide durch und es fällt der aus den beiden Seitenkräften kombinierte Schwerpunkt nicht mehr, wie bisher angenommen, in die Hauptschneide, sondern darunter und es tritt in Bezug auf die Empfindlichkeit der Wage ein Effekt ein, gleichbedeutend mit einer bedeutenden Vermehrung des Gewichtes w des Balkens. Daher wird die

Empfindlichkeit der Wage vorzugsweise dadurch zu erreichen gesucht, dass bei thunlichst unbiegsamer und leichter Konstruktion des Balkens die Distanz d des Schwerpunktes von der Hauptschneide möglichst klein gemacht wird. Eine Feinjustierung des Wagebalkens in dieser Beziehung erfolgt durch das Laufgewicht.

22. Das Wägungsverfahren bei fehlerloser Wage. Man beobachtet die Gleichgewichtslage der Wage ohne Belastung. Der Zeiger steht genau senkrecht auf dem Nullpunkt der Teilung. Der zu wägende Körper wird auf die eine Wagschale etwa links gelegt. Rechts werden die ihrer Grösse nach als genau bekannt angenommenen Stücke eines decimal geordneten Gewichtssatzes gelegt. Beispielsweise 27,34 gr. Der Zeiger schlägt noch nach rechts, während die Belastung von 27,35 gr einen Ausschlag nach links gegeben hatte. Anstatt nun weiter einzelne, wegen ihrer Kleinheit unbequeme Milligramme aufzulegen, setzt man ein aus Platindraht gebogenes Reiterchen von 1 cgr auf den Wagearm, dessen Länge zu diesem Zwecke in 10 gleiche Teile geteilt ist. Hängt das Reiterchen beim 5ten Teilstrich, so wirkt es wie $^5/_{10}$ cgr auf der Wagschale. Es möge bei dieser Belastung der Zeiger etwa 2 Grad rechts stehen. Man verschiebt das Reiterchen nun weiter nach dem Ende zu, etwa auf den 6ten Teilstrich. Der Zeiger möge dadurch auf etwa 3 Grad nach links gebracht werden. Dann liegt offenbar diejenige Gewichtsmenge, welche den Zeiger genau auf Null gebracht hätte, zwischen 27,345 und 27,346 gr und zwar im Verhältnis 2 : 3 näher an 27,345 als an 27,346, d. h. die richtige, gesuchte Belastung würde 27,3454 gr sein. Das hier soeben beschriebene Interpolationsverfahren führt offenbar schneller zur Ermittelung der für das unveränderte Gleichgewicht erforderlichen Belastung, als wenn man etwa das Reiterchen durch wiederholtes Ausprobieren zwischen dem Teilstrich 5 und 6 des Wagearmes gerade bis auf 5,4 gebracht hätte. Insbesondere ist aber das Interpolationsverfahren auch deshalb zweckmässig, weil bei einer feinen Wage der Zeiger erst nach sehr vielen Oscillationen um die Gleichgewichtslage zur Ruhe kommt. Man wartet dies gar nicht ab, sondern berechnet die definitive Ruhelage aus den Umkehrpunkten des Zeigers auf der Skala. Kehrt der schwingende Zeiger etwa bei den Skalenteilen $n_1\, n_2\, n_3$ um, so ist seine definitive Ruhelage beim Skalenteil

Wägungsverfahren.

$$n = \frac{n_1 + 2\, n_2 + n_3}{4}.$$

Fehler der Wage.
Ungleicharmigkeit.

23. Der am meisten zu beachtende Fehler einer Wage ist die eventuelle Ungleicharmigkeit. Diese kann schon entstanden sein bei der Fabrikation, sie kann aber auch eintreten, wenn bei unzweckmässiger Aufstellung und Behandlung der Wage die Temperatur der einen Seite grösser wird, wodurch eine Verlängerung des hier liegenden Armes eintritt. Bei gleichem Gewichte der Wagschalen ist dieser Fehler daran kenntlich, dass der Zeiger bei unbelasteter Wage nicht mehr auf Null einspielt. Da aber die Wagschalen möglicherweise ungleich schwer sein können, so kann in diesem Falle der Zeiger trotz der Ungleicharmigkeit auf Null einspielen und den Fehler verdecken. Die Wägung würde nun ein falsches Resultat geben, da jetzt die Momente des Körpers k und des zu seiner Aequilibrierung aufgelegten Gewichtes p nur dann gleich sein und sich zerstören würden, wenn k und p sich umgekehrt zu einander verhielten, wie die zugehörigen Armlängen a und b. Man hätte nämlich jetzt, wenn der Zeiger mit und ohne Belastung dieselbe Stellung hat,

$$k \cdot a = p \cdot b,$$

woraus ohne Kenntnis des Verhältnisses $a : b$ noch nicht dasjenige von $k : p$ zu ermitteln wäre. Nimmt man aber nunmehr eine Vertauschung von k und p vor und findet man, dass zur Aequilibrierung jetzt das Gewicht p_1 erforderlich ist, so muss

$$p_1 \cdot a = k \cdot b$$

sein. Dividiert man beide Gleichungen links und rechts durch einander, so kommt

$$\frac{k}{p_1} = \frac{p}{k} \text{ oder } k^2 = p \cdot p_1,$$

d. h. das Gewicht des Körpers k ist gleich dem geometrischen Mittelwerte aus p und p_1. Falls p und p_1 sehr wenig von einander verschieden sind, kann k als das arithmethische Mittel von p und p_1 betrachtet werden. Die zweimalige Wägung eines Körpers bei vertauschten Seiten der Wage gibt also ein Mittel, unabhängig von dem möglichen Fehler der Ungleicharmigkeit ein richtiges Resultat zu erhalten. Nebenbei findet man durch die doppelte Wägung das Verhältnis

$$\frac{a}{b} = \sqrt{\frac{p}{p_1}}.$$

Bei feinen Wagen lässt sich die Ungleicharmigkeit korrigieren durch Justierschräubchen, welche die Nebenschneiden mehr oder weniger weit von der Hauptschneide zu entfernen gestatten.

Die Wage kann ferner den Fehler haben, dass die Verbindungslinie der Nebenschneiden zu tief liegt. Dies zeigt sich darin, dass bei grösserer gleicher Belastung beider Schalen eine Ueberbelastung der einen Seite nur noch verschwindend kleinen Ausschlag gibt. Auch dieser Fehler kann durch Justierschrauben der Nebenschneiden korrigiert werden.

Zu tiefe Lage der Verbindungslinie der Nebenschneiden.

Minder wichtig ist der Fehler ungleichen Gewichtes der Wagschalen. Derselbe zeigt sich in einer von Null verschiedenen Einstellung des Zeigers ohne Belastung. Beträgt diese Abweichung nur wenig, so ist sie auf das Wägungsresultat ohne Einfluss, wenn man nur beachtet, dass der Zeiger bei der Aequilibrierung mit Gewichten wieder dieselbe kleine Abweichung der Nulllage einnimmt. Bei grösserer Abweichung korrigiert man entweder durch ein am Wagebalken seitlich verschiebbares Laufgewicht oder durch Beschwerung der zu leichten Schale.

Ungleiches Gewicht der Wagschalen.

Endlich mag auf den Fehler hingewiesen sein, der durch mangelhafte Parallelität der Mittel- und Nebenschneiden entsteht. Dieser seltener vorhandene und meistens nicht korrigierbare Fehler würde bewirken, dass die Wage verschiedene Einstellung zeigt, jenachdem die Gewichte auf den Wagschalen verschoben werden.

Mangelnde Parallelität der Mittel- und Nebenschneiden.

Ohne Prüfung der Gleicharmigkeit der Wage kann man eine richtige Wägung auch nach der Methode der Substitution machen. Der zu wägende Körper wird durch Tara (Schrotkörner) äquilibriert. Alsdann ersetzt man ihn, bis wieder dieselbe Einstellung der Wage erfolgt, durch Gewichte.

24. Das unmittelbare Resultat der im vorstehenden beschriebenen Wägungsoperationen sagt aus, dass in Luft gewogen der Körper k das Gewicht p besitze. Dies Resultat enthält eine kleine Unbestimmtheit. Bei anderer Luftbeschaffenheit, z. B. auf einem Berge gewogen, würde man für denselben Körper k ein anderes p gefunden haben. Denn nach dem von Archimedes aufgestellten Satze (vergl. unter 53) verliert ein Körper, der sich in einer Flüssigkeit oder in Luft befindet, soviel von seinem Gewichte, als die von ihm verdrängte Flüssigkeit oder Luft wiegt. Das in der Luft gefundene Gewicht p hängt also mit ab von dem Zustande dieser Luft. Um nun dasjenige Gewicht p_0 zu finden, welches den Körper k im luftleeren Raume äquilibriert, hat man zu p zu addieren das Gewicht l der vom Körper verdrängten Luft und zu subtrahieren das Gewicht λ der von den Gewichtsstücken p verdrängten Luft. Es ist also

Reduktion der Wägung auf den leeren Raum.

$$p_0 = p + (l - \lambda).$$

l und λ werden dann einander gleich, wenn die von dem Körper und den Gewichtsstücken verdrängten Luftquanta einander gleich sind, wenn also z. B. Körper und Gewichtsstücke aus demselben Material, etwa Messing, bestehen. In diesem Falle ist $p = p_0$ und man erhält bei jeder beliebigen Luftbeschaffenheit immer das gleiche, auch für den leeren Raum gültige Wägungsresultat. In jedem andern Falle muss die Differenz $l - \lambda$ berechnet werden. Dass dies unter Umständen einen recht erheblichen Betrag des ganzen Gewichtes ausmacht, mag ein Beispiel zeigen. Der zu wägende Körper k sei nahezu 1 l Wasser. Es werde gefunden, dass das Gewicht desselben in der Luft 995 gr betrage. In diesem Falle ist das Gewicht l der von dem Wasser verdrängten Luft, je nach der Temperatur und dem Barometer, etwa 1,2 bis 1,3 gr. Das Gewicht der von dem messingenen Kilogrammstücke verdrängten Luft ist $^1/_8$ bis $^1/_9$ soviel. Nehmen wir etwa $l = 1,25$ und $\lambda = 0,15$, so würde $l - \lambda = 1,10$ gr sein. Das Gewicht des einen Liters Wasser im leeren Raum wäre also von 995 auf 996,1 gr zu erhöhen, das bedeutet eine Erhöhung um reichlich 1 pro mille. Das auf den leeren Raum reduzierte Gewicht eines Körpers ist erst dasjenige, welches seiner Masse proportional ist. In dem vorstehenden Beispiel ist die Masse des gewogenen Körpers 996,1 gr und ist gleich der Masse der mit dieser Zahl bezeichneten Gewichtsstücke. Ein mit der Zahl 20 gr bezeichnetes Gewichtsstück soll 20 mal mehr Masse haben, als ein solches mit 1 gr bezeichnetes, gleichgültig aus welchem Metalle die beiden Gewichtsstücke gemacht sind. In der Luft gewogen ist das 20 gr Stück aus Messing nicht völlig 20 mal so schwer wie das 1 gr Stück aus Platin.

Beispiel.

Die Reduktion der Gewichtsbestimmung auf den leeren Raum ist immer erforderlich, wenn aus den an der Wage gemessenen Gewichten auf die Grösse der Massen geschossen werden soll, welche im allgemeinen nur im Vakuum den Gewichten proportional sind.

Die Einheiten der Masse und der Kraft.

Massen-Einheit.

25. Die Einheit der Masse hat, historisch genommen, eine ähnliche und gleichlautende Definition erfahren, wie diejenige der Länge. Nach Beseitigung der früheren vielfach unsicheren Gewichtsmasse wurde mit Einführung des metrischen Längenmasses beabsichtigt, als Einheit der Masse die Masse eines Kubikcentimeters reinen destillierten Wassers von 4^0 C. zu nehmen und diese Masse als Gramm zu bezeichnen. Die Herstellung eines als Gewichtsstück zu

Das Gramm.

benutzenden Metallstückes, dessen Masse mit höchster Genauigkeit gleich der angegebenen Wassermasse ist, macht ausserordentliche Schwierigkeiten. Die in dieser Absicht hergestellten 1000 gr Stücke (Kilogramme) wichen bei Vergleichung auf der Wage von einander um kleine Beträge ab, ähnlich wie Kopien des mètre des archives. Deshalb wurden 1889 gleichzeitig mit den nationalen Meterprototypen 40 Kilogrammstücke aus Platin-Iridium an die Kulturstaaten verteilt. Diese 40 Stücke sind untereinander auf das genaueste verglichen, ihre sehr kleine Abweichung von dem im Bureau des poids et mesures aufbewahrten internationalen Kilogrammprototyp ist genau bestimmt und letzteres ist so genau, wie zur Zeit möglich, gleich der 1000fachen Masse eines Kubikcentimeters Wassers gemacht und gilt, unbeschadet eines etwa darin noch steckenden, jedenfalls sehr kleinen Fehlers, als das richtige Tausendfache der Masseneinheit. Meter und Gramm sind demnach, in aller Strenge genommen, konventionell gewählte Einheiten, deren Darstellung die beiden internationalen Prototype sind.

Gewichtseinheit des Gramms.

26. Wenn man schlechtweg das Gewicht der Masseneinheit als Gewichtseinheit bezeichnet, so ist darin eine Unbestimmtheit enthalten. Das Gewicht ein und derselben Masse ist verschieden, je nachdem die Beschleunigung g der Schwerkraft verschieden ist. Diese ist am Pole grösser als am Aequator. Natürlich findet man zwei auf einer Wage als gleich befundene Gewichte überall gleich, da sich für beide die Schwerkraft gleichmässig ändert. Aber ein an einer Federwage gemessenes Gewicht ändert seine Grösse, wenn sich g ändert. Die Herleitung der Gewichtseinheit aus der Masseneinheit erfordert also streng genommen den Zusatz, bei welcher Grösse von g oder an welchem Punkte der Erde dies verstanden sein soll. Wählt man hierzu die Höhe des Meeresniveau unter 45° Breite, so erhält man die Einheit des Grammgewichtes (wohl zu unterscheiden von der Grammmasse). Das Gewicht ist eine Kraft und diese Gewichtseinheit würde also einer ganz bestimmten, von der Masse des Gramms und dem speziellen Werte von g unter 45° Breite abhängigen Kraft entsprechen. Alle sonst in der Physik zu messenden Kräfte (Zug, Druckkräfte etc.) können in solchen Gewichtseinheiten ausgedrückt werden. Zu einem einfacheren, dem sogenannten absoluten Masssystem gelangt man durch folgende Definition der Krafteinheit:

Krafteinheit.

27. Krafteinheit ist diejenige kontinuierlich wirkende Kraft, welche der Masseneinheit in einer Sekunde die Geschwindigkeitsvermehrung (Beschleunigung) von 1 cm

Das Dyn. per Sekunde erteilen würde. Diese Kraft wird als Dyn oder Dyne bezeichnet. Um sich von dieser Kraft eine Vorstellung zu machen, bedenke man, dass die Schwerkraft an der Erdoberfläche einem Gramm in 1 Sekunde eine Beschleunigung von 981 cm per Sekunde erteilt. Der 981te Teil dieser Kraft — also reichlich das Gewicht von 1 mgr — würde der Masse eines Grammes in 1 Sekunde die Einheit der Beschleunigung erteilen. Hängen wir ein mgr-Stück an einem Faden auf, so ist die Kraft, die diesen Faden spannt, nahezu 1 Dyn.

Hat man den numerischen Wert irgend einer speziellen Kraft in diesem absoluten Masse zu bestimmen und richtet man das Experiment etwa so ein, dass jene Kraft dargestellt wird durch die Schwerkraft einer bestimmten Masse, so braucht man zu dieser Aufgabe ein richtiges Gramm und die Kenntnis von g am Beobachtungsort. Letzteres lässt sich, wie wir bald sehen werden, direkt ermitteln, wenn wir ein richtiges Meter und eine richtige Sekunde haben. Somit wird die absolute Kraftmessung auf die drei fundamentalen Masseinheiten der Länge der Masse und der Zeit (1 Sek. = dem 86400ten Teil eines mittleren Sonnentages) gegründet. Hätten wir dieselbe Kraft in der Gewichtseinheit unter 45^0 Breite ausdrücken wollen, so würde nicht bloss das g des Beobachtungsortes, sondern auch das g unter 45^0 mit in die Rechnung hineingehen.

Das spezifische Gewicht.

Erklärung des spezifischen Gewichtes.

28. Gleiche Volumina verschiedenartiger Körper haben im allgemeinen verschieden grosse Masse und verschieden grosses Gewicht. Das Verhältnis der Masse oder des Gewichtes eines Körpers zu derjenigen eines ebenso grossen Volumens Wasser von 4^0 C. wird sein spezifisches Gewicht genannt. Das Gewicht eines Volumens Messing ist 8,4mal so gross, wie das Gewicht des gleichen Volumens Wasser. 8,4 ist die Zahl, welche das spezifische Gewicht des Messings angibt. Während 1 ccm Wasser 1 gr wiegt, wiegt 1 ccm Messing 8,4 gr. Das spezifische Gewicht gibt also zugleich die Zahl der Gramme an, die 1 ccm des betreffenden Körpers wiegt.

Unter der Dichtigkeit δ eines Körpers versteht man das Verhältnis seiner Masse m zu seinem Volumen V

$$\delta = \frac{m}{V}.$$

Für Wasser ist die Dichtigkeit 1. Für jeden andern Körper

wird die Dichtigkeit durch dieselbe Zahl ausgedrückt, wie das spezifische Gewicht.

29. Zur experimentellen Ermittelung des spezifischen Gewichtes s oder der Dichtigkeit $\mathfrak{d}$ ist nötig, die Masse eines Körpers und sein Volumen zu bestimmen. Ersteres geschieht durch Wägung. Letzteres kann entweder direkt oder indirekt mit Hilfe des schon genannten Archimedes'schen Satzes geschehen.

Ermittelung des spezifischen Gewichtes fester Körper.

30. Direkt ergibt sich das Volumen, wenn der Körper fest ist und eine einfache geometrische Gestalt hat, so dass sein Volumen durch Längenmessung zu berechnen ist, oder wenn derselbe ein flüssiger Körper ist, dessen Volumen in Massgläsern gemessen werden kann. Auch kann das Volumen eines festen, unregelmässig gestalteten Körpers gefunden werden, wenn man ein mit Wasser gefülltes, am Rande gut abgeschliffenes Gefäss nimmt, mittelst einer ebenen Glasplatte das über den Rand etwas hervorragende Wasser abquetscht, sodann, nach vorsichtiger Entfernung der Glasplatte, den Körper in das Gefäss langsam eintaucht, das überfliessende Wasser in einer Schale auffängt und abermals mit der Glasplatte abquetscht. Das übergeflossene, in einem Massglase nach ccm gemessene Wasser ist dann gleich dem gesuchten Volumen des Körpers (Verdrängungsmethode).

Spezifische Gewichtsbestimmung fester Körper mittelst der hydrost. Wage.

31. Die indirekte Volumbestimmung auf Grund des Archimedes'schen Satzes geschieht folgendermassen: Man ersetzt die eine Wagschale der gleicharmigen Wage durch ein ungefähr gleich schweres, kurzes, nach unten zu mit einem Haken versehenes Tellerchen. Hieran wird mittelst Fadens der Körper gehängt und es wird die andere Wagschale durch Gewichte p_1 soweit belastet, bis der Zeiger der Wage einspielt. Nunmehr setzt man unter den Körper ein mit destilliertem Wasser gefülltes Gefäss derart, dass der Körper völlig untertaucht. Sein Gewicht wird jetzt genau um soviel kleiner, als das von ihm verdrängte Wasser, d. h. sein eigenes Volumen mit Wasser gefüllt gedacht, wiegt. Zur Aequilibrierung der Wage ist jetzt das Gewicht p_2 nötig. $p_1 - p_2$, der sogenannte Gewichtsverlust im Wasser, in Gramm ausgedrückt, ist nun zugleich das gesuchte Volumen in ccm ausgedrückt. Hat man zuvor die Masse m bestimmt, so ist das spezifische Gewicht

$$s = \frac{m}{p_1 - p_2}.$$

Zur Erzielung höchster Genauigkeit muss bei diesem Verfahren zunächst der Einfluss eliminiert werden, den der Gewichtsverlust des mit eintauchenden Aufhängefadens bedingt.

Man wählt als solchen Faden zweckmässig ein Pferdehaar, dessen spezifisches Gewicht = 1 ist. Der Gewichtsverlust dieses Fadens ist daher gleich dem Gewichte, welches das eintauchende Stück desselben in der Luft besitzt. Schneidet man nach Beendigung der Wägung unter Wasser den Faden genau im Niveau des Wassers ab, so ist aus dem zuvor ermittelten Gewichte des ganzen Fadens und seines Restes das untertauchende Stück zu berechnen. Ferner muss auf die Temperatur des zu dem Versuch benutzten Wassers Rücksicht genommen werden. Das Gewicht von 1 ccm Wasser von etwa 20° C. ist nicht 1 gr, sondern nur 0,99827 gr. Es muss demnach, wenn man bei 20° die Wägung macht, der Gewichtsverlust $p_1 - p_2$ durch die Dichte des Wassers bei dieser Temperatur, also durch 0,99827 dividiert werden. Endlich muss berücksichtigt werden, dass unter dem gesuchten Gewichtsverlust streng genommen derjenige verstanden ist, welcher im Vakuum eintreten würde. Bei der ersten Wägung des Körpers in Luft erleidet derselbe aber schon einen durch die Luftverdrängung bewirkten Gewichtsverlust. Daher ist $p_1 - p_2$ etwas kleiner als der wirklich in Rechnung zu ziehende Gewichtsverlust. Man berücksichtigt diesen Umstand, indem man zu jedem Gramm der Differenz $p_1 - p_2$ noch 0,0012 gr hinzulegt (genauer, noch so viel Gramm hinzulegt, als das Gewicht von $[p_1 - p_2]$ ccm Luft beträgt).

Ist der Körper, dessen spezifisches Gewicht gemessen werden soll, in Wasser löslich, so wird das beschriebene Verfahren mit einer anderen Flüssigkeit, in welcher der Körper unlöslich ist, angestellt. Der jetzt beobachtete Gewichtsverlust muss nun aber durch das spezifische Gewicht dieser Flüssigkeit dividiert werden. Letzteres ist daher besonders zu ermitteln.

Spezifische Gewichtsbestimmung flüssiger Körper. Hydrostatische Wage.

32. Die Bestimmung des spezifischen Gewichtes flüssiger Körper mittelst der hydrostatischen Wage. Man bestimmt den Gewichtsverlust eines beliebigen, unlöslichen Körpers in der Flüssigkeit, deren spezifisches Gewicht gesucht ist. Derselbe sei d; alsdann bestimmt man den Gewichtsverlust desselben festen Körpers in Wasser. Derselbe sei d_1. Dann ist

$$\frac{d}{d_1} = s.$$

Hierbei werden also unmittelbar die Gewichte zweier gleichen, nicht weiter numerisch ausgemessenen Volumina von der betreffenden Flüssigkeit und von Wasser in Verhältnis gesetzt.

Pyknometer.

33. Pyknometer sind Glasfläschchen, mit gut eingeschliffenem, meist noch zentral fein durchbohrtem Stöpsel, welche dadurch die Möglichkeit gewähren, ein ein für allemal

unveränderliches, etwa bis zu einer Marke in der Stöpseldurchbohrung gehendes Volumen von Flüssigkeit herzustellen. Füllt man das Pyknometer mit der Flüssigkeit des gesuchten spezifischen Gewichtes und bestimmt das Gewicht p der Flüssigkeit durch Abzug des Gewichtes des leeren Glases vom Gesamtgewicht, und in derselben Weise das Gewicht p_1 des ins Pyknometer gehenden Wassers, so ist

$$s = \frac{p}{p_1}.$$

34. Aräometer sind spindelförmige, hohle Gefässe, mit dünnem, cylindrischem Halse. Dieselben sind so gearbeitet, dass sie schwimmend eine genau vertikale Lage einnehmen. Beschwerung mit Quecksilber oder Blei unten im Hohlraum bezweckt solche Schwimmlage. Die Aräometer zerfallen in Gewichts-Aräometer und Skalen-Aräometer. Bei ersteren befindet sich an dem Halse eine Marke, bis zu welcher das Instrument eintauchen soll. Der Hals endet oben in ein Schälchen, welches zur Aufnahme kleiner Gewichtsstücke bestimmt ist. Es mögen p_1 gr im Schälchen liegend bewirken, dass das Instrument im Wasser schwimmend gerade bis zur Marke eintaucht. Alsdann ist das Gewicht A des Aräometers $+$ dem Gewicht p_1 gleich dem Gewichte des vom Aräometer verdrängten Wassers. Lässt man das Instrument in einer andern Flüssigkeit, deren spezifisches Gewicht bestimmt werden soll, wiederum bis zu derselben Marke eintauchen, wozu die Belastung des Schälchens p nötig sein möge, so ist jetzt wieder genau das gleiche Volumen Flüssigkeit verdrängt und dessen Gewicht beträgt $A + p$. Das gesuchte, spezifische Gewicht s der Flüssigkeit ist also Aräometer. Gewichts-Aräometer.

$$s = \frac{A + p}{A + p_1}.$$

Die Empfindlichkeit dieses Verfahrens ist eine sehr grosse. Angenommen, der Körper des Aräometers bis zur Marke enthalte ein Volumen von etwa 100 ccm, dann muss das ganze Gewicht des Aräometers samt der Gewichtsmenge p_1 ebensoviel gr, also 100 gr betragen. Nun möge der Hals des Aräometers ein Glasstäbchen sein, welches in der Gegend der Marke 1 qmm Querschnitt besitzt. Wie gross wird die Mehrbelastung sein, welche in erkennbarer Weise die Einstellung des Instrumentes verändert, also vielleicht die Marke um die deutlich erkennbare Strecke von 1 mm tiefer einsinken lässt? Dieselbe müsste offenbar gleich dem Gewichte des mehr verdrängten Wassers sein, welches 1 cmm bei der gemachten Annahme beträgt. Das Gewicht von 1 cmm Wasser ist 1 mgr. Mithin würde bei einem Gesamtgewicht $A + p_1 = 100$ gr schon

die Zulage von 1 mgr = 0,001 gr, also die Vermehrung des Gesamtgewichtes um den 100000sten Teil seiner eigenen Grösse, eine bemerkbare Wirkung ausüben.

Die Gewichtsaräometer können auch zur Bestimmung des spezifischen Gewichts von kleinen, festen Körperchen benutzt werden. Sie sind für diese Benutzungsart an ihrem unteren, ins Wasser tauchenden Teil mit einer zweiten Schale versehen, so dass man den Körper bei einer Einstellung des Instrumentes in die obere, bei einer zweiten Einstellung in die untere Schale legen kann. Das eine Mal befindet sich also der Körper in Luft, das andere Mal in Wasser. Die zur Aequilibrierung erforderlichen, in die obere Schale zu legenden Gewichtssstücke unterscheiden sich um den Gewichtsverlust des Körpers in Wasser. Das Gewicht des Körpers in der Luft kann gleichfalls mit demselben Instrumente durch eine dritte Einstellung gefunden werden, indem man nämlich den in der oberen Schale liegenden Körper durch soviel Gewichte substituiert, bis dieselbe Einstellung eintritt.

Skalen-Aräometer.

Das Skalen-Aräometer wird durch Gewichtsstücke überhaupt nicht belastet. Sein längerer und möglichst gleichmässig cylindrischer Hals ist graduiert (Glasrohr, in dessen Innerem sich eine Papierskala befindet). Das Gewicht des schwimmenden Körpers ist also unveränderlich. In spezifisch schwere Flüssigkeiten taucht das Instrument daher weniger tief ein, als in spezifisch leichte. Man sucht nun an der Skala diejenige Stelle auf, bis wohin das Instrument eintaucht. Die Herstellung der sich nach oben verjüngenden (weitere Teilstrecken besitzenden) Skala ist in der Regel eine empirische. Man lässt das mit einer provisorischen Skala versehene Instrument in Flüssigkeiten bekannten, auf anderm Wege bestimmten spezifischen Gewichtes schwimmen und fertigt danach die definitive Skala. Die Empfindlichkeit des Instrumentes ist um so grösser, je dünner der Hals ist. Hierdurch wird freilich der Uebelstand hervorgerufen, dass ein hoch empfindliches Skalen-Aräometer nur für Flüssigkeiten brauchbar ist, deren spezifisches Gewicht innerhalb eines sehr kleinen Intervalles verschieden ist (z. B. Seewasser verschiedener Provenienz, Alkohol verschiedener Reinheit). Skalen-Aräometer, welche speziellen Flüssigkeiten angepasst sind und den Zweck haben, aus dem verschiedenen spezifischen Gewichte derselben einen Schluss auf die Zusammensetzung der Flüssigkeiten (mehr oder weniger Wassergehalt oder dergl.) zu gestatten, haben oft eine Skaleneinteilung, welche nicht nach dem spezifischen Gewicht, sondern nach dem hieraus bereits berechneten Prozentgehalt einer Substanz fortschreitet (Alkoholometer).

Die Bewegung eines Körpers unter dem Einflusse der Schwerkraft.

35. Die Schwerkraft ist eine kontinuierlich wirkende Kraft; sie vermehrt die Geschwindigkeit eines frei beweglichen (fallenden) Körpers in gleichen Zeiträumen um die gleichen Beträge. Nach Verlauf einer Sekunde beträgt die Geschwindigkeitsvermehrung g rund 981 cm per sec., nach $^1/_{10}$, $^2/_{10}$ Sekunde 98,1, 196,2 cm per sec. Besitzt der Körper im Anfang der Beobachtung eine nach aufwärts gerichtete Geschwindigkeit, so vermindert sich dieselbe kontinuierlich um die gleichen Beträge, bis sie zu Null wird (der Körper erreicht seinen höchsten Punkt) und nun nach unten gerichtet kontinuierlich wächst. In Fig. 10 stelle die horizontale Linie (Abscisse) den Verlauf der Zeit t dar. Zu jedem Zeitpunkte denke man sich (als Ordinate) senkrecht aufgetragen Der freie Fall der Körper.

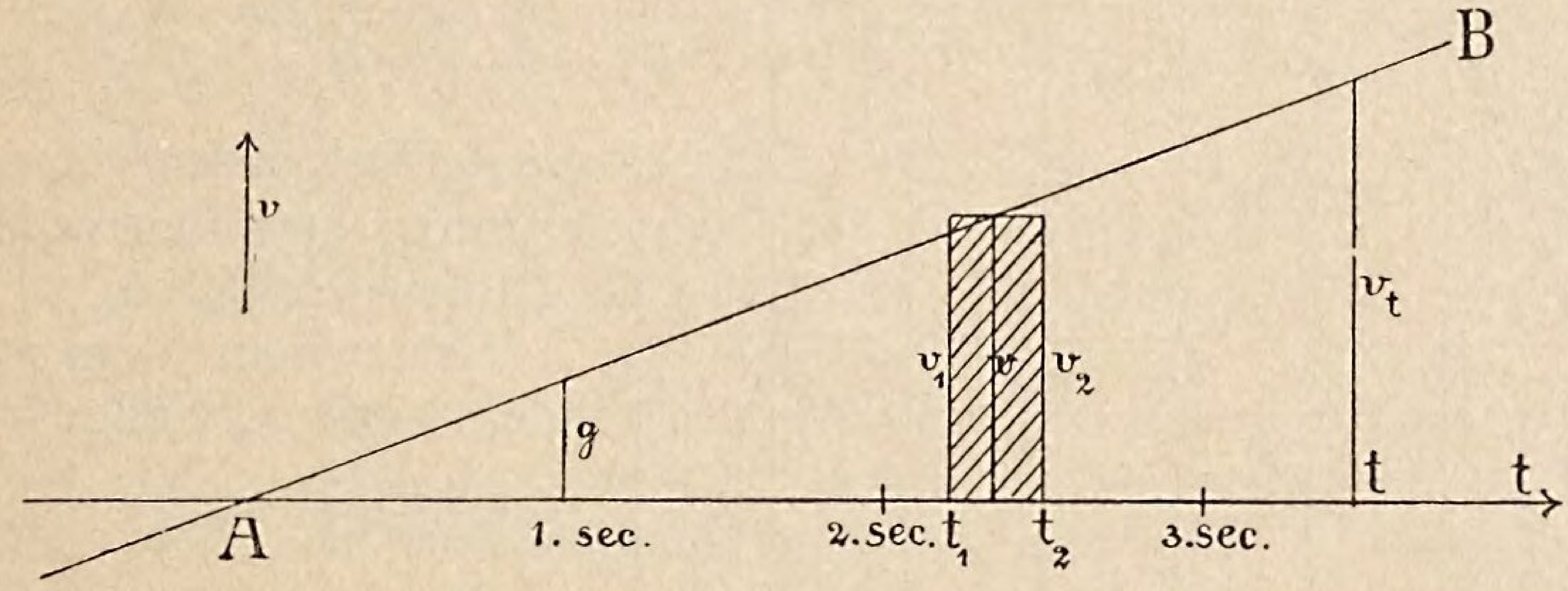


Fig. 10.

die in diesem Zeitpunkte vorhandene Geschwindigkeit. Dann liegen die Endpunkte dieser v-Ordinaten auf einer Geraden AB. Bezeichnet A den Zeitpunkt, von welchem an die Bewegung nach unten beginnt, so ist nach Ablauf von 1 Sekunde die Geschwindigkeit $v = g$, nach Ablauf von 2 Sekunden $v = 2g$, nach Ablauf von t-Sekunden $v = gt$, d. h. die Geschwindigkeit des fallenden Körpers wächst proportional der Zeit, oder anders ausgedrückt: die Endgeschwindigkeiten des fallenden Körpers in den einzelnen gleichen Zeit-Abschnitten (Sekunden) bilden eine arithmetische Reihe.

Ueber die Beziehung der zurückgelegten Fallstrecken s zu der Zeit gilt folgendes. Es seien (Fig. 10) t_1 und t_2 zwei aufeinander folgende Zeitpunkte, die Geschwindigkeiten in denselben v_1 und v_2. Dann ist die mittlere Geschwindigkeit in der Zeitstrecke $t_2 - t_1$ gleich $\frac{v_2 + v_1}{2}$ oder gleich v. Der bei dieser Geschwindigkeit v in der Zeit $t_2 - t_1$ zurückgelegte Weg ist

$v(t_2 - t_1)$. Dies Produkt (in der Fig. 10 schraffiert) ist offenbar gleich der Grösse des Flächenstückes, welches von $t_2 - t_1$, v_1, v_2 und AB begrenzt ist. Hieraus sieht man, dass das von AB, der t-Linie und einer beliebigen Ordinate v_t gebildete Dreieck zugleich den in der Zeit t vom Körper zurückgelegten Fallraum s darstellt. Der Inhalt dieses Dreiecks ist aber $\frac{v_t \cdot t}{2}$ oder, da $v_t = gt$, so ist $s = \frac{g}{2} t^2$, d. h. die Fallräume (gerechnet von demjenigen Zeitpunkt A, in welchem der Fall beginnt) sind den Quadraten der Zeiträume proportional). In 1 Sekunde fällt der Körper $\frac{g}{2} \cdot 1 = 490$ cm; in 2 Sekunden $\frac{g}{2} \cdot 2^2 = 1962$ cm etc.

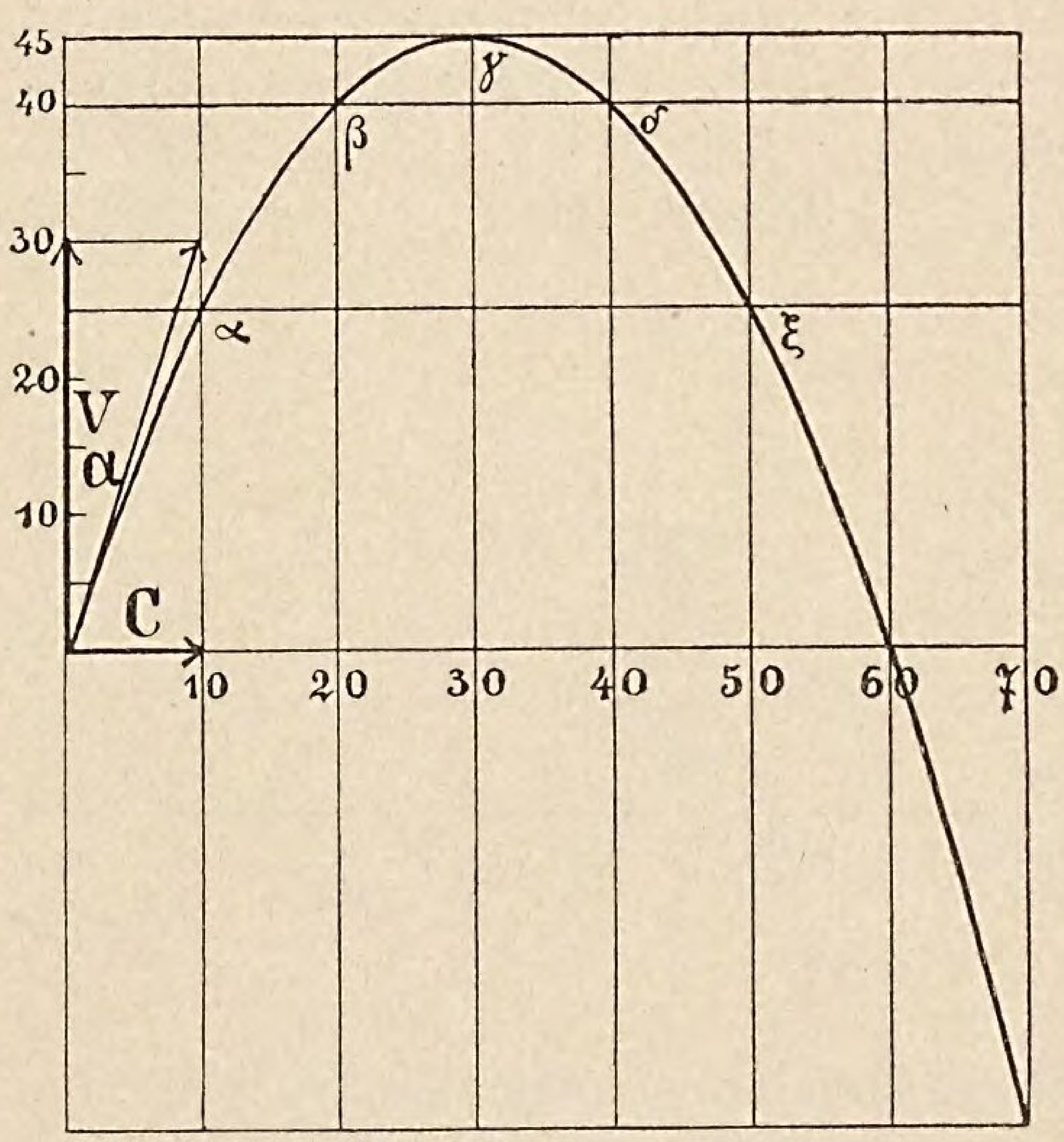


Fig. 11.

Weiter ersieht man, dass die in den einzelnen Sekunden zurückgelegten Wege $1 \cdot \frac{g}{2}$, $3 \cdot \frac{g}{2}$, $5 \cdot \frac{g}{2}$ etc. sind, sich also wie die Reihe der ungeraden Zahlen verhalten.

Setzt man den aus dem ersten Fallgesetz folgenden Wert $t = \frac{v}{g}$ in die Formel des zweiten Fallgesetzes $s = \frac{g}{2} t^2$, so erhält man

$$s = \frac{v^2}{2g} \text{ oder } v = \sqrt{2gs}$$

d. h. die Endgeschwindigkeit v ist der Quadratwurzel aus der Fallstrecke s proportional.

Wurfbewegung. 36. Dem Körper (z. B. einer aus dem Geschützrohr fliegenden Kugel) werde eine anfängliche nicht mehr genau vertikale Geschwindigkeit erteilt und derselbe werde nun der Schwerkraft ausgesetzt. Wie wird seine Bahn beschaffen sein? Die anfängliche Geschwindigkeit sei a Meter per sec. Wir stellen diese Geschwindigkeit nach Grösse und Richtung durch die Linie a dar (Fig. 11). Dieselbe kann nach der Regel des Parallelogramms in zwei Komponenten v und c zerlegt werden, von denen die erstere vertikal, die zweite horizontal gerichtet ist. Die Bewegung des Körpers ist alsdann eine solche, dass mit Rücksicht auf seine lediglich vertikal gemessene

Erhebung und Senkung dieselben Formeln und Gesetze gelten, wie für den freien (senkrechten) Fall und für seine lediglich horizontal gemessene Entfernung vom Ausgangspunkt die Gesetze einer gleichförmigen Bewegung in Betracht kommen.

Um dies an einem speziellen Zahlenbeispiel klar zu machen, sei angenommen, dass die vertikale Komponente v 30 m per sec. betrage. Rechnen wir g rund zu 10 m, so wird sich vertikal genommen nach Ablauf von je 1 Sekunde die Geschwindigkeit um 1 g vermindert haben und nach Ablauf von 3 Sekunden wird die Geschwindigkeit nach oben gleich Null sein. So lange steigt also der Körper. Nun beginnt er sich zu senken, um nach weiteren 3 Sekunden die nach unten gerichtete Geschwindigkeit 30 m zu erhalten. Die in den ersten 3 Sekunden erreichten Höhen werden den Fallräumen $\frac{5}{2}g$, $\frac{3}{2}g$, $\frac{1}{2}g$ entsprechen. Der Körper steigt also im ganzen $\frac{9}{2}g = 45$ m. Seine horizontale Geschwindigkeit betrage $c = 10$ m. Dann wird derselbe nach Ablauf der ersten 3 Sekunden um 30 m seitwärts geflogen sein, sich also thatsächlich nach Ablauf von 1, 2, 3 Sekunden an den Stellen α, β, γ befinden. Beispiel.

Die so entstehende Bahn des Körpers ist eine Parabel, deren Axe senkrecht liegt und durch den höchsten Punkt der Bahn geht. Die Wurflinie ist also im Auf- und Abstieg eine symmetrische.

Je steiler der Körper bei gegebener Anfangsgeschwindigkeit in die Höhe geworfen wird, um so grösser ist die erreichte Höhe.

Die Wurfweite (gerechnet in der durch den Abgangspunkt gelegten Horizontalen) ist am grössten, wenn der Winkel, unter welchem die Anfangsgeschwindigkeit gegen den Horizont geneigt ist, 45^0 beträgt.

37. Die Prüfung der Fallgesetze an der Atwoodschen Fallmaschine. Zwei gleiche Gewichtsstücke von der Masse m hängen an einem über eine sehr leicht bewegliche Rolle gehenden Faden (Fig. 12). Diese beiden Gewichte sind dann in jeder Lage im indifferenten Gleichgewicht, und wenn ihnen ein Stoss gegeben wird, so bewegen sie sich mit gleichförmiger Geschwindigkeit, indem das eine genau um so viel sinkt, wie das andere steigt. Legt man nun auf das eine Gewicht die Ueberbelastung μ, so wird das Gleichgewicht der Kräfte gestört und die Bewegung der Gewichte wird eine gleichförmig beschleunigte. Es ist die Grösse der kontinuierlich Atwood'sche Fallmaschine.

wirkenden Kraft jetzt μg, da die beiden Schwerkräfte mg sich gegenseitig aufheben. Diese Kraft μg setzt die Masse $m + m + \mu$ in Bewegung. Der Geschwindigkeitszuwachs γ per sec. ist $\frac{\text{Kraft}}{\text{Masse}}$ also $\gamma = \frac{\mu \cdot g}{2m + \mu}$.

Hieraus geht nun hervor, dass die den beiden Massen m erteilte Geschwindigkeit im Verhältnis $\mu : (2m + \mu)$ kleiner ist als g. Je kleiner μ im Verhältnis zu m genommen wird, um so geringer wird die Geschwindigkeit sein, um so besser und bequemer wird man daher die in den einzelnen Sekunden von den Gewichten zurückgelegten Strecken beobachten und messen können. Durch die Atwood'sche Maschine ist sonach eine künstliche Verkleinerung der Beschleunigung g bewirkt, indem die Masse des Stückchens μ um $2m$ vermehrt ist, ohne dass dadurch auch eine Vermehrung der auf μ wirkenden Kraft eingetreten wäre.

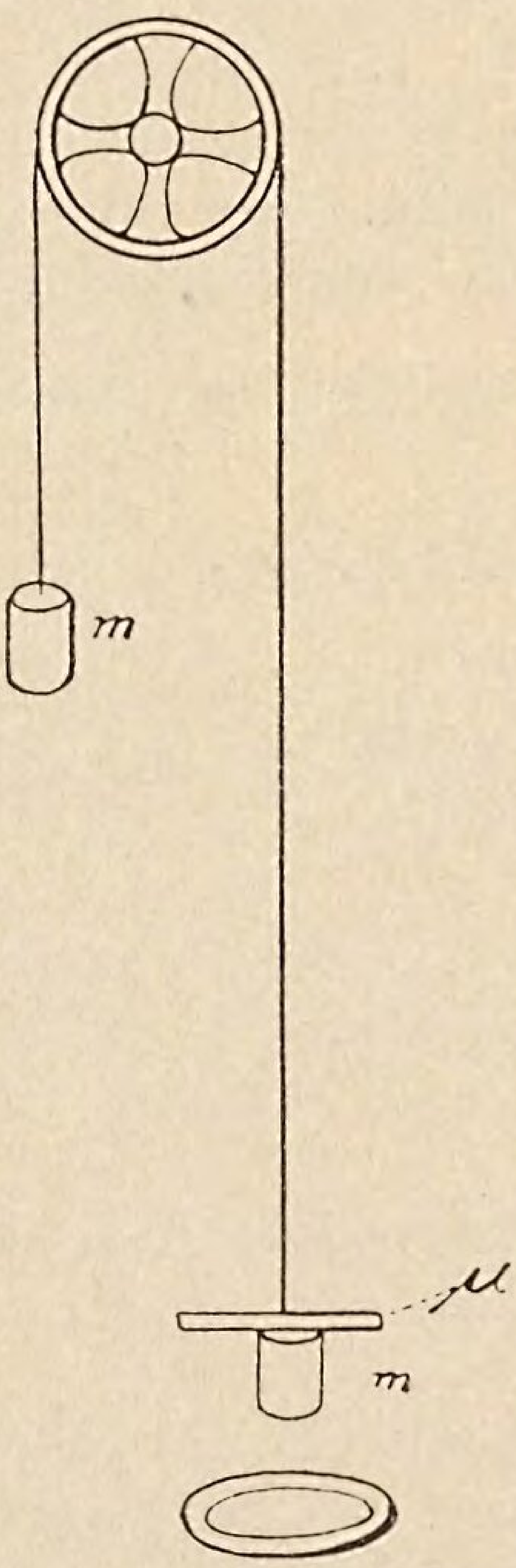


Fig. 12.

Der in der Fig. 12 angedeutete Ring unterhalb μ und m kann an einem in der Zeichnung nicht angegebenen, vertikalen Massstabe beliebig verschoben werden. Passiert das fallende Gewicht $m + \mu$ diesen Ring, so bleibt μ auf demselben liegen und es ist hierdurch offenbar ermöglicht, die Geschwindigkeit des fallenden Stückes μ an irgend einem Punkte seiner Bahn zu bestimmen. Es gehen nämlich die beiden Gewichte m von demjenigen Augenblicke an, in welchem μ auf dem Ring liegen bleibt, mit der in diesem Augenblicke vorhandenen, von jetzt an gleichförmigen Geschwindigkeit weiter.

Fall auf der schiefen Ebene.

38. Auf der Ebene AB (Fig. 13) werde eine Kugel von der Masse m der Einwirkung der Schwerkraft ausgesetzt. Die Grösse der auf die Kugel wirkenden Kraft ist mg, ihre Richtung die senkrechte. Es lässt sich nun diese Gesamtkraft ersetzen durch 2 rechtwinkelige Komponenten, nämlich 1. durch die senkrecht zu AB liegende Komponente $mg \cdot \cos \alpha$; 2. durch die parallel mit AB liegende Komponente $m\gamma = mg \cdot \sin \alpha$. Die erstere bleibt ohne Einfluss auf die Bewegung, da sie senkrecht gegen die feste Fläche AB gerichtet ist und jederzeit

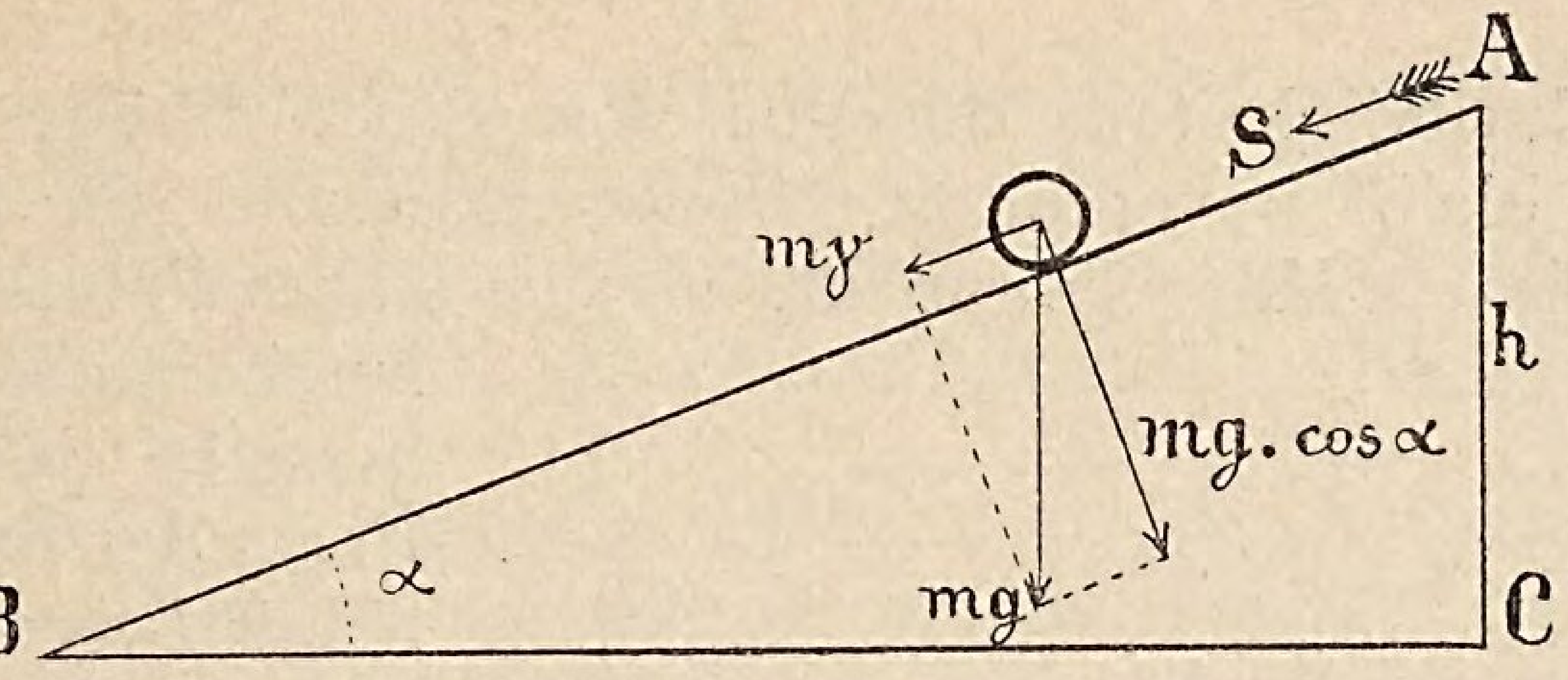


Fig. 13.

durch eine gleich grosse entgegengesetzt gerichtete Kraft kompensiert wird, welche man an die Stelle des Widerstandes der festen Fläche setzen kann. Die zweite Komponente längs AB stellt eine kontinuierlich wirkende konstante Kraft dar, welche der Kugel genau ebenso, wie beim freien Fall, eine von Sekunde zu Sekunde kontinuierlich und gleichförmig wachsende Geschwindigkeitsvermehrung erteilt. Nur ist diese Beschleunigung nicht g, sondern entsprechend dem Neigungswinkel α im Verhältnis $\sin\alpha$ kleiner, nämlich $\gamma = g \, . \sin\alpha$. Lassen wir die Kugel in dem Punkte A los, so wird die in der Richtung AB gerechnete Geschwindigkeit nach t-Sekunden sein $v = \gamma t$ und wenn der zurückgelegte Weg von A an mit s bezeichnet wird, so ist $s = \frac{\gamma}{2} t^2$. Ebenso folgt auch, dass $s = \frac{v^2}{2\gamma}$ und $v = \sqrt{2\gamma s}$. Es gelten dieselben Formeln wie für den freien Fall. Beziehen wir die letzte Formel auf den tiefsten Punkt B, so ist darin v die Endgeschwindigkeit im Pnnkte B, s die Länge AB, also $s = AB = \frac{h}{\sin\alpha}$, wenn h die Höhe AC ist. Ersetzt man noch γ durch $g \sin\alpha$, so wird $v = \sqrt{2gh}$. In dieser letzten Formel kommt der Neigungswinkel α gar nicht mehr vor. Es heisst das, dass die Endgeschwindigkeit beim Fall auf der schiefen Ebene nur von der Höhe h abhängt. Lässt man daher auf den verschieden geneigten Ebenen (Fig. 14) AB, $A'B$, $A''B$... eine Kugel fallen, so kommt dieselbe in B immer mit derselben Geschwindigkeit an. Die Zeiten, welche für diese Wege erforderlich sind, sind natürlich um so grösser, je geneigter die Fallebene ist.

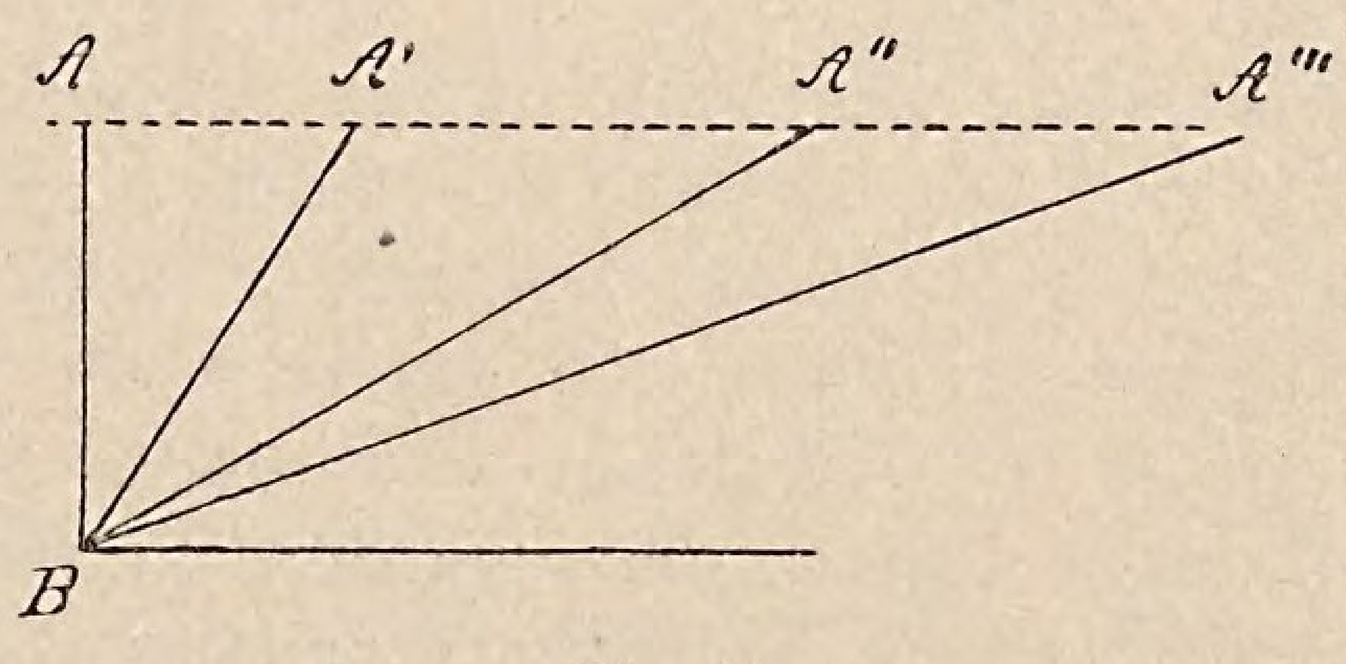


Fig. 14.

Ein weiteres Interesse knüpft sich an den Fall auf vorgeschriebener Bahn, wenn man die letztere nicht mehr geradlinig, sondern gekrümmt wählt. Der vorige Satz von den

Endgeschwindigkeiten, die nur von der Fallhöhe beeinflusst werden, bleibt unverändert. Fasst man aber die Fallzeit ins Auge, die ein Körper braucht, um von einem Punkte A nach B zu kommen, so wird dieselbe je nach der Form der Bahn, welche A mit B verbindet, eine verschiedene sein. Man kann also auch fragen, auf welcher Bahn wird ein Körper von A nach B (Fig. 15) am schnellsten gelangen? Man findet mit Hilfe geometrischer Betrachtungen, dass diese Bahn eine Cycloide sein muss (Brachystochrone). Der kürzeste Weg ist also in diesem Falle nicht der schnellste.

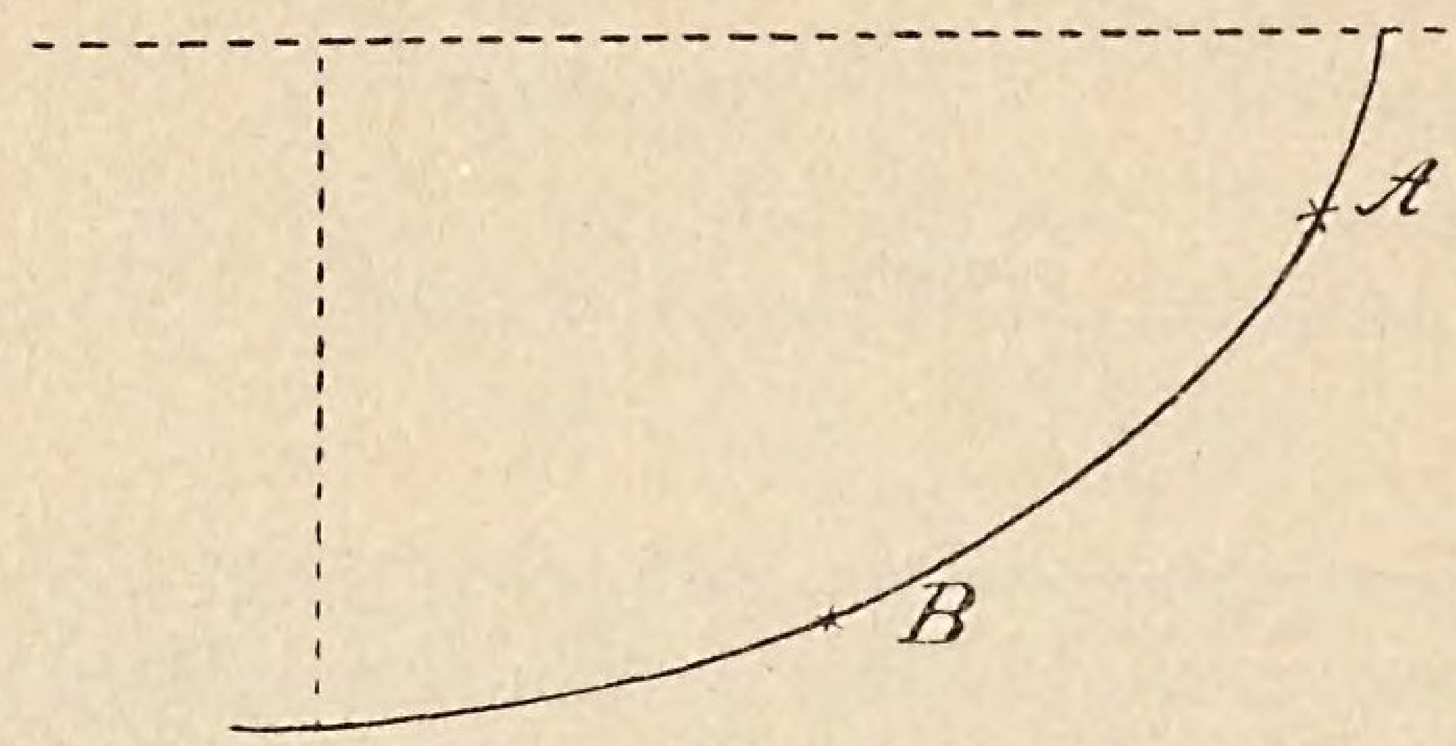


Fig. 15.

Arbeit und Energie.

Erklärung der Begriffe Arbeit und Energie.

39. Die voraufgehenden mechanischen Bewegungsvorgänge lassen in gewisser Beziehung noch eine vereinfachte Darstellungsweise zu, wenn man den neuen Begriff der Arbeit und den damit unmittelbar zusammenhängenden der Energie oder des Arbeitsvorrates einführt. Arbeit wird geleistet, wenn ein Körper, auf den eine Kraft wirkt, sich in der Richtung der Kraft bewegt (genauer: sich so bewegt, dass eine Komponente seiner Bewegung in die Kraftrichtung fällt). Ist die Kraft eine kontinuierlich wirkende, wie beispielsweise die Schwerkraft, so ist die Grösse der geleisteten Arbeit gleich dem Produkt aus der Grösse der Kraft in die Grösse der Verschiebung, letztere gerechnet in der Kraftrichtung. Wenn P die Kraft, h die Verschiebung in der Kraftrichtung und L die geleistete Arbeit, so ist $L = P . h$. Man sagt hierbei, dass an dem Körper eine Arbeit geleistet sei oder dass ihm eine Arbeit zugeführt sei und dass dasjenige System von andern Körpern, welches als Ausgangspunkt der ausgeübten Kraft betrachtet wird, die Arbeit geleistet oder abgegeben habe. So entsteht die Vorstellung eines Arbeitsquantums, welches von einem Systeme von Körpern auf ein anderes übertragen werden kann, und damit auch die Vorstellung des Arbeitsvorrates oder der Energie, welche in einem Systeme von Körpern vorhanden ist und durch Aufnahme oder Abgabe vermehrt oder vermindert werden kann. Sowohl das abgebende wie das aufnehmende System von Körpern ändern dabei den Zustand ihrer Ruhe oder Bewegung.

Ein System von Körpern, welches einen Arbeitsvorrat enthält, ist dadurch gekennzeichnet, dass es von selber (d. h. entweder ganz spontan oder durch unendlich kleine, lediglich auslösende Kräfte veranlasst) seinen Zustand unter Arbeitsleistung ändern kann.

Verschiedene Formen der Energie.

40. Die Form der Energie, d. h. die Art desjenigen Zustandes eines Körpersystemes, der als seine Energie bezeichnet wird, kann eine sehr verschiedene sein. Zwei Hauptformen werden unterschieden: 1. Die Energie der Bewegung oder kinetische Energie. Hierzu werden nicht bloss die Bewegungszustände der sinnlich wahrnehmbaren Materie, sondern auch diejenigen des Aethers in Gestalt von Licht-, Wärme- und elektrischen Oscillationen gerechnet; 2. Die Energie der räumlichen Lage oder die potentielle Energie. Diese besteht in gewissen Zwangszuständen, mechanischer, thermischer und elektrischer oder chemischer Natur.

Als Beispiel eines mit kinetischer Energie hehafteten Körpers möge etwa die dem Geschützrohr entfliegende Kugel genannt sein. So lange dieselbe ungehindert den Raum durchfliegt, bleibt ihre Geschwindigkeit und Energie ungeändert. Sobald sie auf einen anderen Körper trifft, gibt sie diesem von ihrer Energie ab, indem ihre eigene Geschwindigkeit kleiner, die des getroffenen Körpers eine grössere wird. Potentielle Energie ist beispielsweise vorhanden, wenn ein Körper in gehobener Position über der Erdoberfläche sich befindet. Das System Erde + Körper besitzt hier das Energiequantum, weder die Erde noch der Körper allein. Ebenso wie in dem Zwangszustande einer auseinander gezerrten Spiralfeder eine potentielle Energie enthalten ist, kann man die Entfernung des gehobenen Körpers vom Erdmittelpunkt als einen Zwangszustand betrachten. Sinkt etwa das Treibgewicht des Schlagwerkes einer Uhr, so geht die potentielle Energie des gehobenen Gewichtes verloren und der in Bewegung gesetzte Klöppel erhält dieselbe.

Innerhalb eines und desselben Systemes von Körpern kann die Energie ihre Form wechseln oder von einem Teil des Systemes auf den andern übergehen. So wird in dem System Erde + gehobener Körper die Energie nur ihre Form ändern, wenn der Körper in freiem Falle der Erde sich nähert. Er erlangt dabei eine Geschwindigkeit. Hier ist also die potentielle Energie von Erde + Körper verschwunden und als kinetische Energie desselben Systems wieder aufgetreten.

Satz von der Erhaltung der Energie.

41. Sobald irgendwo und in irgend einer Form Energie verschwindet, entsteht zugleich irgendwo anders in irgend welcher Form Energie. Nimmt man das ganze Universum

als ein einziges System von Körpern, so sind alle Zustandsänderungen Energieänderungen, teils der Form nach, teils von Körper zu Körper übergehend. Jul. Robert Mayer erkannte und H. v. Helmholtz formulierte den Satz, dass alle die verschiedenen Energieformen durch gemeinsames Mass messbar seien und dass die Summe aller Energien des Universums eine unveränderliche sei. (Prinzip von der Erhaltung der Energie.)

Mechanisches Mass der Energie.

42. Dieses gemeinsame Mass der Energieformen ist das mechanische der schon angegebenen Arbeitsmessung.

Es möge ein Körper von der Masse m in freiem Falle die Strecke h zurücklegen. Dann ist die auf ihn wirkende Kraft $= mg$, die geleistete Arbeit also mgh. Diese Arbeit ist das Mass desjenigen Verlustes an potentieller Energie, welchen das System Erde + Körper m erleidet. Wiedergewonnen wird die in der erlangten Endgeschwindigkeit v des Körpers begründete kinetische Energie. Nach den oben erörterten Fallgesetzen ist $v = \sqrt{2gh}$ oder $v^2 = 2gh$, wofür man auch, nach Multiplikation auf beiden Seiten mit $\frac{m}{2}$ setzen kann

$$\frac{m}{2} v^2 = mgh.$$

Der lediglich von der Masse und der Geschwindigkeit v abhängende Ausdruck $\frac{m}{2} v^2$ ist also gleichwertig mit der verbrauchten potentiellen Energie und da die gewonnene kinetische Energie der letzteren gleich sein soll, so ist $\frac{m}{2} v^2$ als das Mass der kinetischen Energie anzusehen. Es wird dies Produkt gewöhnlich mit dem aus früherer Zeit überkommenen Ausdruck der lebendigen Kraft T bezeichnet.

Lebendige Kraft.

Die gesamte kinetische Energie eines Systems von Körpern wird gefunden, indem man die Masse m jedes einzelnen Teiles des Systems mit dem halben Quadrat der Geschwindigkeit multipliziert und alle diese Produkte addiert.

Beispiele von Energieübergängen.

43. Wir fügen diesen allgemeinen Erörterungen noch einige Beispiele von Energieübergängen hinzu. Zwei gleiche Gewichte von der Masse m mögen, wie bei der Atwood'schen Fallmaschine, an einem über eine Rolle gehenden Faden hängen. Durch einmaligen Anstoss erhalten beide eine gleichförmige Bewegung, das eine sinkt um ebensoviel, wie das andere steigt. Es verschwindet hier potentielle Energie des Systems Erde + sinkendes Gewicht und es wird genau der gleiche Betrag gewonnen für das System Erde + steigendes Gewicht. — Das eine der Gewichte erhalte die Ueberbelastung μ. Es tritt gleich-

förmig beschleunigte Bewegung ein. Das Uebergewicht sinke um die Strecke h herab. Dann hat das System Erde $+ \mu$ die potentielle Energie $\mu g . h$ verloren (Gewicht $\times$ Höhe). Die erlangte Geschwindigkeit sei v. Dann ist die entstandene, kinetische Energie $(2m + \mu)\frac{v^2}{2}$ gleich der verlorenen $\mu . g . h$. — Ein Gewicht $p = mg$ stehe auf der Erdoberfläche. Durch irgend eine, von der Schwerkraft unabhängige Wirkung (Maschinenkraft oder Menschenkraft) werde dasselbe um die Strecke h gehoben und zwar so langsam, dass es oben mit einer der Null nahe gleichen Geschwindigkeit ankommt. Zum Heben war eine Kraft nötig, welche nur unendlich wenig grösser zu sein braucht als das Gewicht p. In der Richtung dieser Kraft (also nach oben) wurde das Gewicht um die Strecke h fortbewegt. Daher ist die von der Maschine oder dem Menschen abgegebene, dem System Gewicht $+$ Erde zugeführte Energie $= p . h$. — Ein Körper von der Masse m werde senkrecht nach oben mit der Geschwindigkeit v geschossen. Er besitzt die kinetische Energie $\frac{m}{2} v^2$, verliert dieselbe, um in der erreichten Steighöhe h dafür den Zuwachs $mgh = \frac{m}{2} v^2$ an potentieller Energie zu erhalten. Diese geht beim Herunterfallen wiederum in die ursprüngliche, kinetische über. Die Geschwindigkeit beim Aufschlagen auf den Boden ist mithin dieselbe, wie die Anfangsgeschwindigkeit.

Würde man sich bei Betrachtung derartiger Vorgänge lediglich auf die mechanischen Formen der Energie beschränken, so können Fälle eintreten, in denen Energie ohne Ersatz verloren zu gehen scheint. Fällt z. B. ein Gewicht zur Erde, so verwandelt sich zunächst potentielle Energie in kinetische. Beim Aufschlagen auf die Erde bleibt das Gewicht aber liegen und die letztere Energie ist scheinbar verschwunden, ohne dass dafür ein Ersatz in die Augen springt. Bei genauerer Prüfung findet man aber, dass in den durch das Aufschlagen auf den Erdboden hervorgerufenen Schall- und Wärmewirkungen das Aequivalent zu finden ist. Ebenso können optische und in besonders hohem Grade elektrische Wirkungen als Aequivalent verloren gegangener, mechanischer Energie auftreten.

Das Pendel.

44. Jeder um eine feste, horizontale Axe drehbare, starre Körper ist ein Pendel. Wenn die Drehungsaxe nicht gerade durch den Schwerpunkt des Körpers hindurchgeht, gibt es eine Lage desselben, in der stabiles Gleichgewicht vorhanden

Allgemeine Natur der Pendelbewegung.

ist. Das ist die Stellung, in der der Schwerpunkt gerade unterhalb der Axe liegt. Nimmt man eine Verrückung des Körpers aus dieser Gleichgewichtslage vor, so kehrt er in dieselbe zurück und überschreitet sie infolge seiner erlangten Geschwindigkeit, um nach der entgegengesetzten Seite mit abnehmender Geschwindigkeit auszuschlagen, wiederum umzukehren u. s. f.

Mathematisches Pendel.

Um die Gesetze dieser oscillierenden Bewegung in möglichst einfacher Weise ableiten zu können, betrachtet man das sogenannte mathematische Pendel. Man denkt sich hiebei den Körper auf einen einzigen Massenpunkt reduziert und diesen an einer völlig gewichtslosen Stange an einer Axe befestigt. Näherungsweise würde eine an sehr dünnem Faden hängende Kugel dem mathematischen Pendel entsprechen.

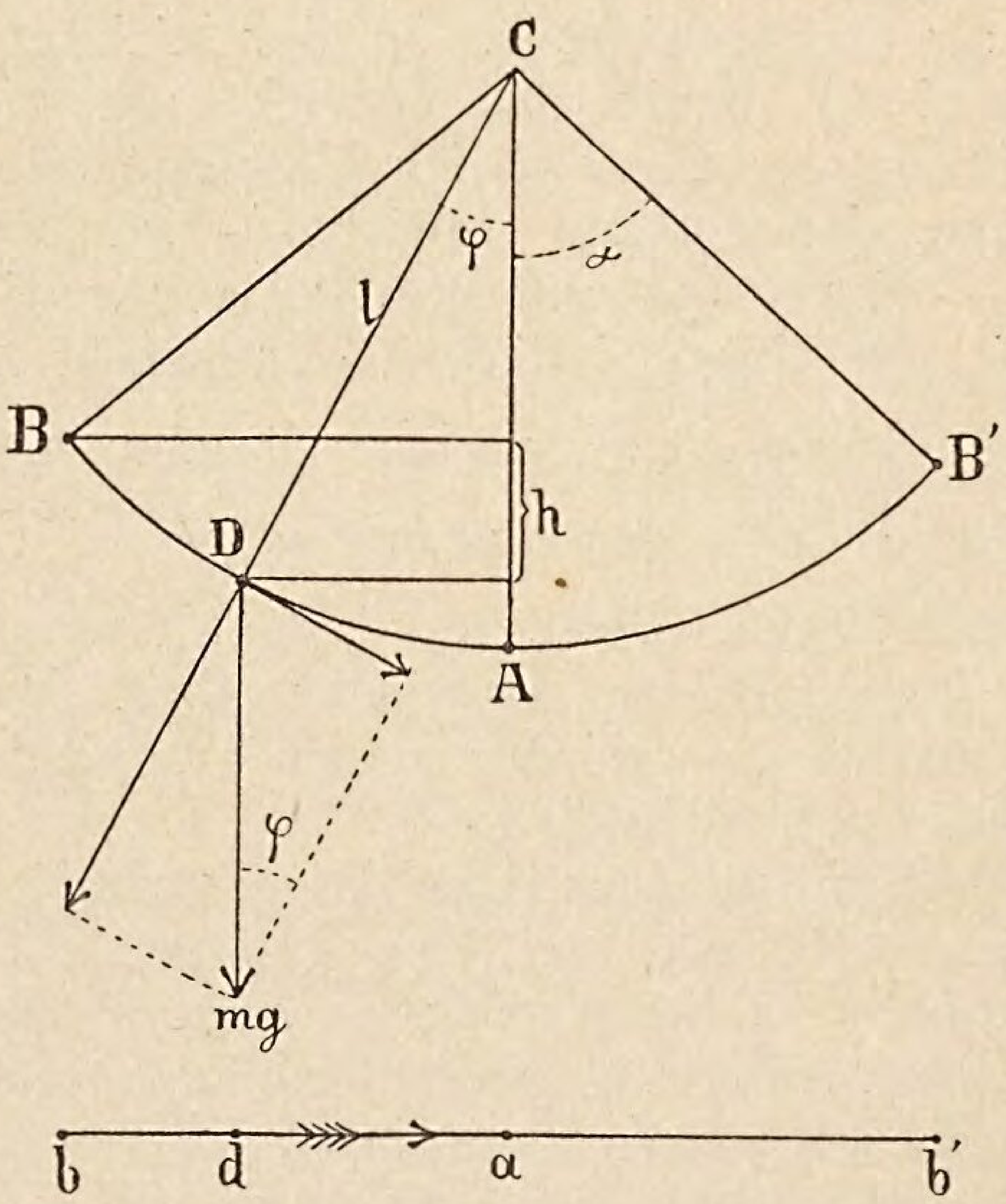


Fig. 16.

Formel für die Schwingungsdauer.

45. In Fig. 16 sei CA die Gleichgewichtslage des Pendels. Dasselbe werde ursprünglich um den Winkel $ACB = \alpha$ aus seiner Lage durch äussere Kräfte herausgebracht. Dann tritt eine Oscillation oder Schwingung von B über D, A nach B' und zurück nach B ein. Den Winkel α bezeichnet man als die Amplitude dieser Schwingung. Die Zeitdauer der Bewegung von B über A nach B' wird die Schwingungszeit t des Pendels genannt. Die auf die Pendelkugel von der Masse m wirkende Kraft ist mg. Man kann dieselbe ersetzt denken durch eine in der Richtung des Fadens (CD) wirkende Komponente von der Grösse $mg \, . \cos\varphi$ und eine zweite, in tangentieller Richtung wirkende Komponente $mg \, . \sin\varphi$. Die letztere liegt in jedem Augenblicke in der Richtung der Fortbewegung der Pendelkugel. Dieselbe vermehrt demnach auf dem Wege von B nach A die Geschwindigkeit fortdauernd, aber diese Vermehrungen werden bis gegen A hin immer kleiner, da mit Abnahme des Winkel φ auch $\sin\varphi$ und damit die wirksame Komponente $mg \, . \sin\varphi$ immer kleiner und in A zuletzt gleich Null wird. Von A nach B'

tritt zunächst eine sehr kleine, dann eine immer mehr wachsende Verkleinerung der Geschwindigkeit ein, bis diese in B' gleich Null wird und die Kugel umkehrt.

Zur Berechnung der von B bis A verlangsamt wachsenden Geschwindigkeit v kann der Satz dienen, dass die lebendige Kraft der Pendelkugel in jedem Punkte der Bahn, z. B. dem Punkte D gleich dem Verluste der potentiellen Energie sein muss, der von B an, wo die lebendige Kraft gleich Null war, eingetreten ist. Hiernach ist in dem Punkte D

$$\frac{m}{2} v^2 = mg \,.\, h, \text{ woraus } v = \sqrt{2gh}$$

oder, da $h = l \,.\, \cos\varphi - l \cos\alpha$ ist,

$$v = \sqrt{2g \,.\, l (\cos\varphi - \cos\alpha)}.$$

Weniger einfach ist die Berechnung der Schwingungsdauer t, welche nicht ohne höhere Rechnung ausgeführt werden kann. Mit einer sehr grossen Annäherung lässt sich aber für kleine Amplituden α eine einfache Formel für t angeben, nämlich

$$t = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

Diese Formel ist um so genauer richtig, je kleiner die Amplitude ist. Der Grenzwert t_o, dem t sich nähert, wenn α unendlich klein genommen wird, heisst die auf die Amplitude 0 reduzierte Schwingungsdauer. t_o ist also nur ganz wenig kleiner als t und zwar ist

bei	Amplitude	1^0	$t_o = t(1 - 0{,}00002)$
„	„	2^0	$t_o = t(1 - 0{,}00008)$
„	„	5^0	$t_o = t(1 - 0{,}00048)$
„	„	10^0	$t_o = t(1 - 0{,}00190)$
„	„	20^0	$t_o = t(1 - 0{,}00761)$

An der Formel für t ist charakteristisch, dass dieselbe von der Masse der Kugel ganz unabhängig ist. Das Analoge fand beim freien Fall der Körper statt. Ganz besonders bemerkenswert ist aber, dass die Zeit t auch von der Amplitude nahezu unabhängig ist. Auf dieser von Galilei erkannten Eigenschaft des Pendels beruht seine Benutzung als Zeitmass. Die einzelnen Amplituden des Uhrpendels können um Merkliches von einander differieren, ohne dass dadurch eine merkliche Aenderung der zwischen den einzelnen Schwingungen liegenden Zeitabschnitte t herbeigeführt wird. — Die Zeitdauer t einer Schwingung lässt sich mit sehr grosser Genauigkeit messen, indem man eine grössere Zahl n von Schwingungen abzählt, deren Gesamtzeit misst und durch n dividiert. Da

Bestimmung von g durch Pendelbeobachtungen.

auch die Pendellänge l einer sehr genauen Ausmessung zugänglich ist, so kann die einfache Beziehung, welche durch die obige Pendelformel zwischen t, l und g gegeben ist, mit grösstem Erfolge zur Berechnung von g benutzt werden. In der That haben sich die verschiedenen Beträge, welche g in verschiedenen geographischen Breiten und verschiedenen Höhen über dem Meeresniveau hat, mit grosser Genauigkeit durch Pendelbeobachtungen bestimmen lassen.

Länge des Sekunden-Pendels.

Für die Länge L des Pendels, dessen t_o genau gleich 1 Sekunde ist, gilt für die geographische Breite λ und die Höhe h (cm) über dem Meeresniveau die Formel

$$L = 99{,}359 - 0{,}257 \cos 2\lambda - 0{,}0000002\, h \text{ Centimeter}$$

und für die Grösse der Schwerkraft

$$g_{\lambda, h} = 980{,}635 - 2{,}540 \cos 2\lambda - 0{,}000002\, h \text{ (Centim. Sek.)}$$

Pendel-Länge und Schwingungs-Zeit.

Wir bemerken an der Pendelformel noch, dass die Schwingungszeiten zweier Pendel sich verhalten wie die Quadratwurzeln aus ihren Längen. Ist z. B. das Sekundenpendel nahezu 100 cm lang, so muss das Halbsekundenpendel 25 cm lang sein.

Allgemeine Voraussetzungen für pendelartige Bewegungen auf anderen Gebieten der Physik.

46. Endlich ist auf folgende Beziehung der Pendelgleichung zu anderen physikalisch wichtigen Schwingungsarten hinzuweisen. Die ganze Eigenart der Pendelbewegung wird offenbar bestimmt durch den Ausdruck, welchen die das Pendel zur Gleichgewichtslage hin treibende Kraft besitzt. Dieser war $mgl . \sin \varphi$, ist also für irgend ein Stadium der Bewegung, z. B. in dem Punkte D der Fig. 15 dem sinus des Winkels φ proportional. Bei den Schwingungen einer Magnetnadel um ihre Gleichgewichtslage erleiden die Kräfte eine entsprechende dem sin φ proportionale Aenderung. Daher muss bei diesen und ähnlichen andern Schwingungen der Charakter der Bewegung und auch die Formel für t eine analoge sein. — Wenn wir uns ferner bei Pendelschwingungen auf sehr kleine Amplituden beschränken, dann wird offenbar die Kreisbahn BAB' mehr und mehr einer Geraden ähnlich und die Tangentialkraft $mgl \sin \varphi$ fällt immer mehr in diese Gerade. Ausserdem können wir bei sehr kleinen Winkeln φ die Winkel selber statt ihrer sinus setzen. Daraus folgt, dass, wenn wir uns in Fig. 15 die untere Linie $b\,d\,a\,b'$ etwa als entsprechende Schwingungsbahn eines unendlich langen Pendels vorstellen, die Kräfte, welche den Massenpunkt nach a hintreiben, den Abständen $d\,a$ proportional sind. Oscillatorische Bewegungen, bei denen die treibenden Kräfte nach demselben Gesetz sich ändern, sind z. B. die Schwingungen elastischer Körper auch der Lichtäthermoleküle etc. Hierbei wird also auch eine entsprechende Formel

für die Schwingungsdauer auftreten und, was von besonderer Bedeutung ist, es wird auch für diese andern Oscillationen das Gesetz gelten, dass die Schwingungsdauer von der Amplitude der Schwingung unabhängig ist.

47. Unter der Bezeichnung physisches Pendel versteht man einen beliebigen starren Körper, der um eine horizontale Axe drehbar ist, welche nicht gerade durch den Schwerpunkt geht. Jedes wirkliche Pendel (Faden mit Kugel oder Stange mit Bleigewichten) ist im Gegensatze zu dem nur ideellen mathematischen, ein physisches Pendel. Die oscillatorische Bewegung und das Gesetz, nach welchem die Geschwindigkeit der Massenpunkte während einer Schwingung sich ändert, sind dieselben, wie beim mathematischen Pendel. Der ganze Unterschied besteht darin, dass jetzt gleichzeitig viele Massenpunkte vorhanden sind, die sich nun auf Kreisbögen von lauter verschiedenen Radien bewegen, da sie alle im allgemeinen verschiedenen Abstand von der Drehungsaxe besitzen und infolgedessen auch verschiedene Geschwindigkeiten besitzen. Die einzige räumliche Abmessung am mathematischen Pendel, seine Länge l, wird jetzt zu einer Vielheit von Distanzen der einzelnen Massenpunkte erweitert. Zur Vereinfachung der hierdurch komplizierten Beziehungen benutzt man die für alle Rotationsbewegungen wichtigen Begriffe der Winkelgeschwindigkeit und des Trägheitsmomentes. Das physische Pendel.

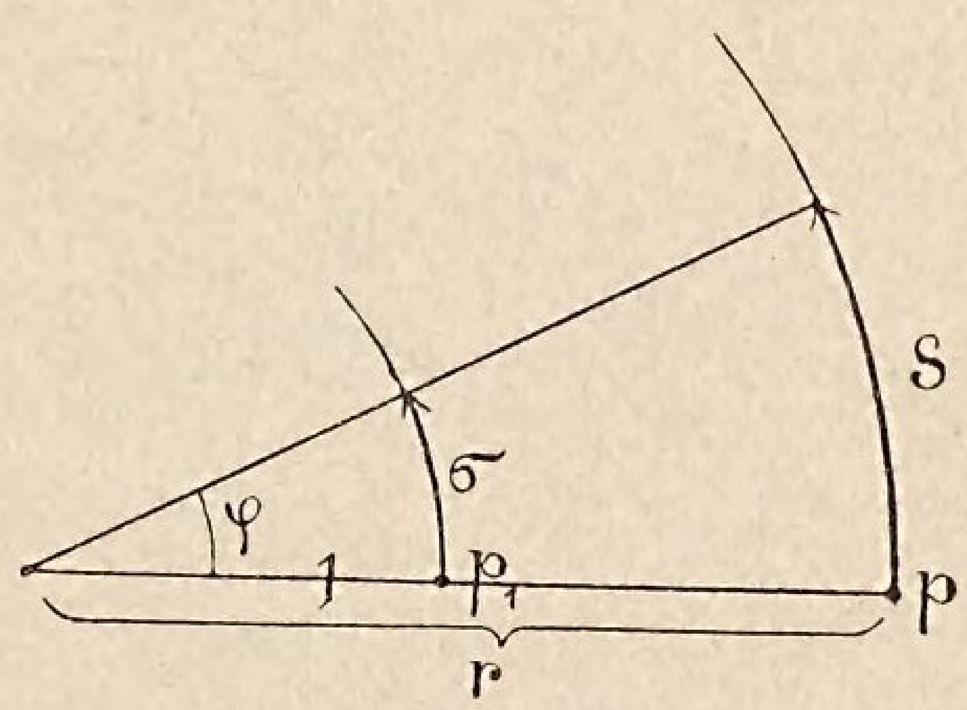


Fig. 17.

In Fig. 17 bewege sich ein Punkt p im Abstande r cm von dem Zentrum mit gleichförmiger Geschwindigkeit auf einer kreisförmigen Bahn und durchlaufe in der Zeit t die Strecke s entsprechend einem Winkel φ. Dann ist die Geschwindigkeit auf der kreisförmigen Bahn

$$v = \frac{s}{t}.$$

Ein zweiter Punkt p_1 im Abstande 1 cm vom Zentrum bewege sich in derselben Zeit t um den gleichen Winkelbetrag φ längs des Bogens σ. Dann ist $\frac{r}{1} = \frac{s}{\sigma}$, oder $s = r \cdot \sigma$. Setzt man dies in den Wert für v, so wird $v = \frac{r \cdot \sigma}{t}$, oder wenn man $w = \frac{\sigma}{t}$ setzt, $v = r w$. Diese Grösse w heisst Winkelgeschwindigkeit und ist also der Quotient aus dem auf dem Kreise vom Radius 1 durchlaufenen Weg σ zu der dazu erforderlichen Zeit t. Wird in $t = 1$ Sek. der Kreisbogen von

$57{,}2958^0 = \frac{360^0}{2\pi}$ durchlaufen, dessen Länge gleich dem Radius ist, so ist $\sigma = 1$ und die Winkelgeschwindigkeit ist jetzt 1. Die Zunahme der Winkelgeschwindigkeit in 1 Sekunde heisst Winkelbeschleunigung.

In Fig. 18 sei irgend ein starrer Körper gegeben, der aus den Massenpunkten $m_1, m_2 \ldots m_n$ bestehe. Der Körper drehe sich um eine durch den Punkt C angedeutete Axe. Die Abstände der Massenpunkte von der Axe seien $r_1, r_2 \ldots r_n$. Dann bezeichnet man die Summe $m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 + \ldots m_n r_n^2 = \mathsf{M}$ als Trägheitsmoment des Körpers in Bezug auf die Axe C, also $\mathsf{M} = \Sigma m r^2$.

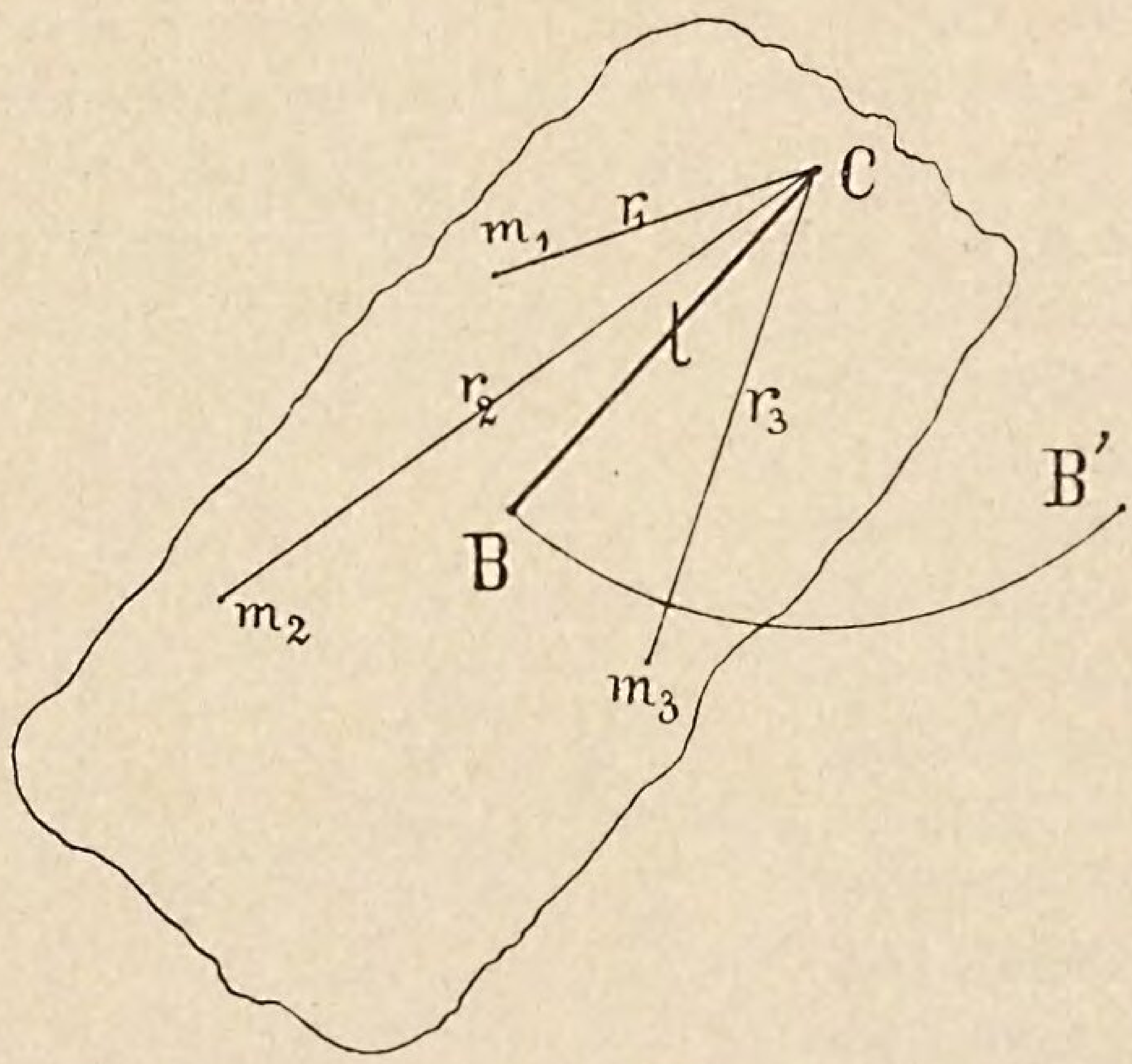


Fig. 18.

Betrachten wir nunmehr diesen starren Körper als physisches Pendel, dessen horizontale Drehaxe C ist und dessen Schwerpunkt in B liege, so wird, sich selbst überlassen, der Punkt B und mit ihm der ganze Körper dieselbe schwingende Bewegung ausführen, wie der Massenpunkt m in Fig. 16. An der Stelle D (vgl. Fig. 16) angelangt, ist die verlorene, potentielle Energie des Körpers gleich $M . g . h$, wenn M seine Gesamtmasse und h die Senkung ist. Diese Energie muss gleich sein der gewonnenen, lebendigen Kraft $T = \frac{m_1}{2} v_1^2 + \frac{m_2}{2} v_2^2 + \ldots \frac{m_n}{2} v_n^2 = \Sigma \frac{m}{2} v^2$, wenn wir mit $v_1, v_2 \ldots$ die Geschwindigkeiten der einzelnen Massenpunkte bezeichnen. Mithin wird bei Gleichsetzung beider Energien

$$M . g . h = \frac{m_1}{2} v_1^2 + \frac{m_2}{2} v_2^2 + \ldots \frac{m_n}{2} v_n^2 = \Sigma \frac{m}{2} v^2.$$

Setzen wir hierin nun für die einzelnen Grössen $v_1 v_2 \ldots$ die Produkte $r . w$ und berücksichtigen wir, dass die Winkelgeschwindigkeit w offenbar für alle Punkte des starren Körpers dieselbe ist, so wird

$$M . g . h = w^2 \left(\frac{m_1}{2} r_1^2 + \frac{m_2}{2} r_2^2 + \ldots \frac{m_n}{2} r_n^2 \right) = \frac{w^2}{2} \mathsf{M}.$$

Wird ferner der Abstand des Schwerpunktes von der Axe mit l bezeichnet, so ist die diesem Punkte zukommende Geschwindigkeit $v = l\,.\,w$. Woraus $w = \frac{v}{l}$ und $Mg\,.\,h = \frac{v^2}{2l^2}\,.\,\mathsf{M}$ folgt, oder

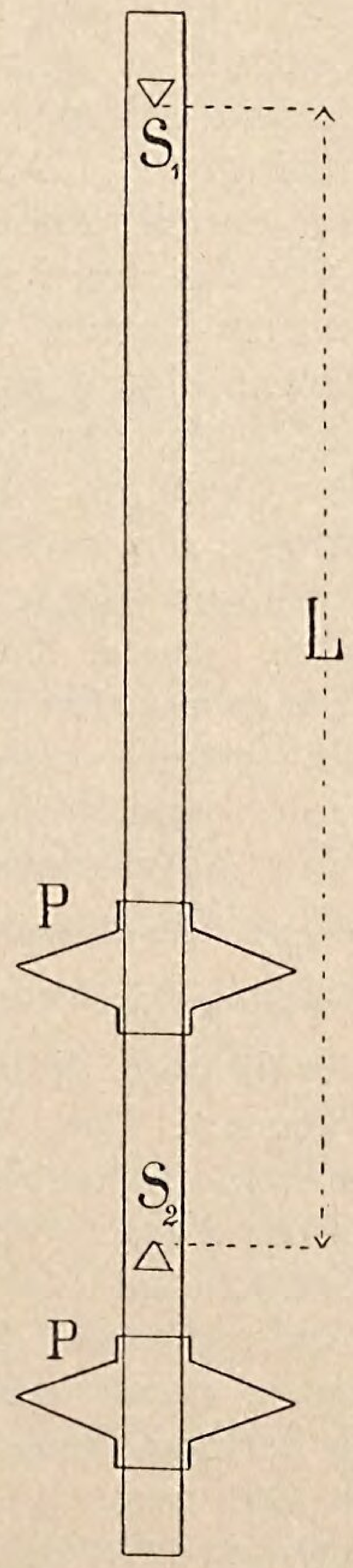
$$v = \sqrt{2\left(\frac{Ml^2}{\mathsf{M}}g\right).\,h}.$$

Diese die Geschwindigkeit v des Schwerpunktes in jedem Augenblick bestimmende Formel ist genau so gebaut, wie die Formel $v = \sqrt{2gh}$ für das mathematische Pendel, nur steht statt der Konstanten g die Konstante $\frac{Ml^2}{\mathsf{M}}\,.\,g$. In der Formel für die Schwingungsdauer t wird demnach auch nur das g der früheren Formel zu ersetzen sein durch $\frac{Mr^2}{\mathsf{M}}\,.\,g$, mithin

$$t = \pi\sqrt{\frac{\mathsf{M}\,.\,l}{M\,.\,r^2\,.\,g}} \quad \text{oder} \quad t = \pi\sqrt{\frac{\mathsf{M}}{M\,.\,g\,.\,l}}.$$

In Worte gefasst bedeutet der hier unter dem Wurzelzeichen stehende Ausdruck: Trägheitsmoment (M) dividiert durch Kraft mal Abstand ihres Angriffspunktes von der Drehaxe. Oder: Trägheitsmoment dividiert durch Drehungsmoment (letzteres verstanden für eine Ablenkung um 90^0 aus der Gleichgewichtslage = Direktionskraft).

48. Schwingungspunkt des physischen Pendels. Aus der Formel für die Schwingungsdauer des physischen Pendels geht hervor, dass dasselbe jedenfalls ein anderes t besitzt, wie ein mathematisches Pendel, dessen Länge $= l$, d. h. gleich dem Schwerpunktsabstande, wäre. Denn $\frac{\mathsf{M}}{Ml^2}$ müsste schon gleich 1 sein, wenn letzteres der Fall sein sollte. Es ist aber M immer grösser als Ml^2, daher hat das physische Pendel eine Schwingungsdauer t, welche grösser ist, als das durch den Schwerpunkt markierte mathematische Pendel. Berechnet man nun aber die Länge L desjenigen mathematischen Pendels, welches die gleiche Schwingungsdauer t des physischen ergibt, so wird dieses L die reduzierte Pendellänge des physischen genannt. Trägt man ferner die Strecke L von der Axe aus in der Richtung des Schwerpunktes ab, so gelangt man zu einem Punkte des physischen Pendels, welcher



Schwingspunkt und reduzierte Pendellänge des physischen Pendels.

Fig. 19.

den Namen des Schwingungspunktes führt und dadurch ausgezeichnet ist, dass eine neue Drehungsaxe parallel mit der früheren durch diesen Punkt gelegt dem physischen Pendel wieder dieselbe Schwingungsdauer geben würde. Hierauf beruht das Bohnenbergersche Reversionspendel (s. Fig. 19). Die Gewichte P werden so an der Pendelstange befestigt, dass die Schwingungszeiten für die beiden Schneiden S_1 und S_2 einander gleich werden. Dann ist S_2 der Schwingungspunkt zu S_1 und umgekehrt, und der mit sehr grosser Genauigkeit messbare Abstand L derselben entspricht der reduzierten Pendellänge, für welche $t = \pi \sqrt{\frac{L}{g}}$ ist.

Reversions-Pendel.

Rotationsbewegungen.

49. Ein Massenpunkt sei gezwungen, sich auf einer kreisförmigen Bahn zu bewegen, was z. B. durch einen nach dem Zentrum C gespannten Faden oder durch eine starre um C drehbare Stange oder durch eine kreisförmige Rinne oder dergl. bedingt sei. Der Massenpunkt erhalte in dem Punkte A einen tangentiell gerichteten Stoss, der ihm die Geschwindigkeit v erteilt. Bei freier Beweglichkeit würde er nach Ablauf der Zeit ' in dem Punkte B angekommen sein. Wäre auf ihn in derselben Zeit infolge irgend einer andern Ursache gleichzeitig ein Zwang ausgeübt, der ihn eine Strecke BD hätte zurücklegen lassen, so würde er nach D gekommen sein, wohin er thatsächlich infolge seiner Anfangsgeschwindigkeit und des auf ihn geübten Zwanges gelangt. Dieser Zwang muss demnach so beschaffen sein, dass er dem Massenpunkte in jedem kleinsten Zeitteilchen immer aufs neue eine nach dem Zentrum gerichtete Geschwindigkeit erteilt. Eine solche kontinuierlich erfolgende Erteilung von Geschwindigkeiten ist einer Beschleunigung, d. h. einer auf den Massenpunkt ausgeübten Kraft gleich zu setzen. Man bezeichnet diese Wirkung als Centripetalkraft, als deren Mass $m \,.\, \gamma$ zu nehmen ist, wenn γ jene Beschleunigung bedeutet und $\frac{\gamma}{2} = BD$ der infolge dieser Beschleunigung in der Zeit 1 zurückgelegte Weg ist. Das Eigentümliche an der Centripetalkraft ist, dass dieselbe keine Arbeit leistet, denn eine Bewegung der Masse m in der Kraftrichtung findet nicht statt. Hieraus folgt, dass der Centripetalkraft durch eine zweite entgegengesetzt gerichtete Kraft, die Centrifugalkraft, das Gleichgewicht gehalten werden muss, deren Grösse also auch $m\gamma$ ist. Beide Kräfte kommen in der Spannung des Fadens CA zum Vorschein, Das Zentrum erfährt einen Zug nach aussen, der Massenpunkt einen solchen nach innen, jedes einzelne Stück des Fadens ist wie eine auseinander gezogene Spirale von zwei entgegengesetzt gleichen

Centripetalkraft und Centrifugalkraft.

Kräften affiziert. Aus der Fig. 20 ist leicht zu entnehmen, dass $r^2 + v^2 = \left(r + \frac{\gamma}{2}\right)^2$ oder $v^2 = r \,.\, \gamma + \frac{\gamma^2}{4}$ ist. Lässt man D immer näher an A heranrücken, so folgt $v^2 = r\gamma$ oder $\gamma = \frac{v^2}{r}$. Führt man statt v noch die Winkelgeschwindigkeit $w = \frac{v}{r}$ ein, so ist $\gamma = w^2 \,.\, r$. Die Centrifugalkraft $m\gamma$ ist also der Masse m, dem Radius r und dem Quadrate der Winkelgeschwindigkeit proportional.

Planetenbewegunge

50. Bei den Rotationen der Planeten um die Sonne, welche hier angenähert als Kreisbahnen betrachtet seien, muss gleichfalls eine Spannkraft vorhanden sein, welche auf den Zentralkörper nach aussen ziehend, auf den Planeten umgekehrt wirkt. Ein sichtbares Substrat für diese Uebertragung kennen wir nicht. Nach der Newton'schen Hypothese bezeichnen wir dieselbe als Massenanziehung. Weshalb die Massenanziehung dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional gesetzt werden muss, sieht man folgendermassen.

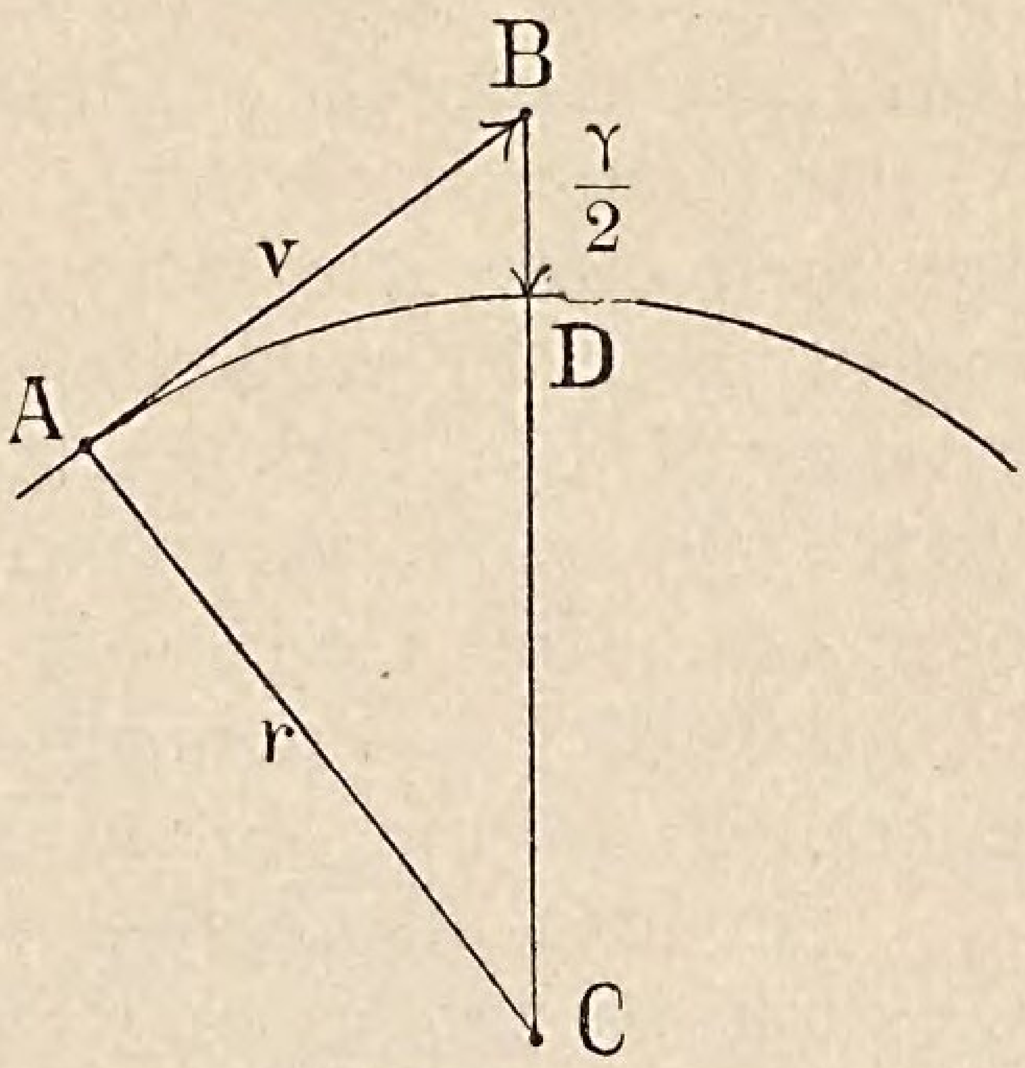


Fig. 20.

Wenn die Geschwindigkeit der Rotationsbewegung v ist, so hat man bei einer Umlaufszeit T des Planeten $v = \frac{2\pi r}{T}$. Setzt man diesen Wert für v in $\gamma = \frac{v^2}{r}$ ein, so erhält man $\gamma = \frac{4\pi^2 r}{T^2}$ oder $m\gamma = m\frac{4\pi^2 r}{T^2}$. Soll nun nach dem Newton'schen Satz für die Sonnenmasse M und die Planetenmasse m $m\gamma = \frac{M \,.\, m}{r^2}$ gesetzt werden, so muss $\frac{M}{r^2} = \frac{4\pi^2 r}{T^2}$ oder $\frac{r^3}{T^2} = \frac{M}{4\pi^2}$ sein. Dies bedeutet, dass für alle Planeten $\frac{r^3}{T^2}$ ein und denselben Wert haben muss, was in Wirklichkeit zutrifft. Bei anderem Ausdruck des Gravitationsgesetzes wäre dies nicht der Fall. Diese Beziehung zwischen dem Halbmesser der Bahn und der Umlaufszeit war von Keppler in seinem dritten Gesetze: „Die Quadrate der Umlaufszeiten zweier Planeten verhalten sich wie die Würfel der grossen Axen ihrer Bahnen" (1618) ausgesprochen und hat die empirische Grundlage für die Aufstellung der Newton'schen Formel gebildet.

Die Keppler'schen Gesetze.

Das erste Keppler'sche Gesetz lautet: Die Planeten beschreiben Ellipsen um die Sonne, in deren einem Brennpunkt die Sonne steht (1609). Das zweite: Die Zeiten, in denen zwei Bogenstücke beschrieben werden, verhalten sich wie die zugehörigen Sektoren (1609).

Diese beiden letztgenannten Gesetze (das erste und zweite Keppler'sche) gelten auch für andere Zentralbewegungen, also auch dann, wenn die nach dem Zentralpunkt gerichteten Kräfte nicht dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional sind.

Gleichgewicht der Flüssigkeiten und Gase.

Allgemeine Natur der Flüssigkeiten und Gase.

51. Im Gegensatz zu festen Körpern sind Flüssigkeiten und Gase dadurch gekennzeichnet, dass Formänderungen oder Verschiebungen einzelner Teile derselben gegeneinander (Platzwechsel) ohne Kraftaufwand zulässig sind. Das Volumen der eigentlichen Flüssigkeiten kann nur durch Anwendung sehr grosser Kräfte verkleinert werden. Daher werden die Flüssigkeiten für viele Betrachtungen als inkompressibel angenommen. Im Gegensatz dazu sind Gase in hohem Masse kompressibel und nehmen freiwillig bei Aufhören jeden Druckes unendlich grosse Volumina ein.

In der Mechanik der festen Körper liessen sich die wirklich vorhandenen Kräfte durchweg ersetzen durch Kräfte, welche auf einzelne Punkte des Körpers wirken. Bei flüssigen und gasförmigen Körpern dagegen erweist es sich für die Formulierung der Aufgaben und Gesetze zweckmässiger, nicht die auf Punkte, sondern die auf Flächen wirkenden Kräfte in den Vordergrund der zu betrachtenden Grössen zu bringen. Diese letzteren Kräfte werden als Druckkräfte oder kurz als Druck bezeichnet.

Druckkraft.

Der Druck wird gemessen durch die auf die Flächeneinheit ausgeübte, senkrecht zur Fläche liegende Kraft. Konstruiert man sich im Innern einer im Gleichgewicht befindlichen Flüssigkeit an dem Punkte a eine ebene Fläche f, so sind die von beiden Seiten auf dieselbe ausgeübten Druckkräfte einander gleich und entgegengesetzt und die Grösse dieser Kräfte ist immer dieselbe, gleichgültig, ob man die Fläche f senkrecht, horizontal oder unter irgend einem anderen Winkel sich gelegt denkt. Man kann daher sprechen von einem an einer Stelle a einer Flüssigkeit herrschenden Druck p, der pro qcm p gr Gewicht oder, wenn man auf veränderliche Schwerkraft Rücksicht nehmen will, $p \, . \, g$ Dyn beträgt.

Fortpflanzung des Druckes nach allen Richtungen.

52. Es ändert sich dieser hydrostatische Druck p bei einer der Schwerkraft ausgesetzten Flüssigkeit in einer sogleich zu erörternden Weise von Punkt zu Punkt. Jede Vermehrung des Druckes an irgend einer Stelle der Flüssigkeit vermehrt die Druckkräfte an allen anderen Punkten der Flüssigkeit um denselben Betrag (Fortpflanzung des Druckes durch die

ganze Masse einer Flüssigkeit nach allen Richtungen). Ist z. B. in Fig. 21 ein allseitig geschlossenes Gefäss gegeben und misst man den Druck an zwei Stellen der Gefässwand, indem man cylindrische, mit beweglichen Kolben versehene Ansätze macht, so dass hier messbare äussere Druckkräfte angebracht werden können, so möge gefunden sein, dass, wenn die Drucke bei *B* und *C* *P* resp. P_1 sind, Gleichgewicht der Flüssigkeit und also auch der beweglichen Kolben besteht. Vermehrt man jetzt den Druck *P* um das Stück *d*, so ist zur Wiederherstellung des Gleichgewichtes erforderlich, dass auch P_1 um dasselbe Stück *d* vermehrt werde.

Druckzunahme unter dem Einfluss der Schwerkraft.

53. Es sei die Flüssigkeit in Fig. 21 der Schwerkraft ausgesetzt, auf den Kolben *B* wirke von aussen eine Kraft *P*, welche mit *p* gr Gewicht auf 1 qcm Kolbenfläche drückt. Wie gross ist der zum Gleichgewicht erforderliche Druck P_1 an der Stelle *C*, die etwa *h* cm tiefer liegen möge als *B*? Nehmen wir an, dass durch ein unendlich kleines Uebergewicht bei *B* der Kolben hier um die Strecke *l* herabgedrückt werde, dann muss bei gleicher Weite der cylindrischen Ansatzrohre auch der Kolben bei *C* um das Stück *l* fortgeschoben, d. h. nach aussen geschoben werden. Bei diesem Vorgang verliert dasjenige System von Körpern, welches die Kraft *P* äussert, die Energie Pl und dasjenige System von Körpern, welches die Kraft P_1 äussert, gewinnt die Energie $P_1 l$. Sind nun *P* und P_1 nicht gleich, so muss die Differenz $P_1 l - Pl$, falls sie positiv ist, durch einen anderweitigen Energieverlust ausgeglichen werden. Denselben erkennen wir leicht in dem Umstande, dass bei der vorgenommenen Verschiebung des Kolbens offenbar eine gewisse Flüssigkeitsmenge von *B* nach *C* transportiert ist. Das Gewicht derselben ist, wenn *q* den Querschnitt der beiden Kolben bedeutet und *s* das spezifische Gewicht der Flüssigkeit, $l.q.s.$ Dieses Gewicht multipliziert

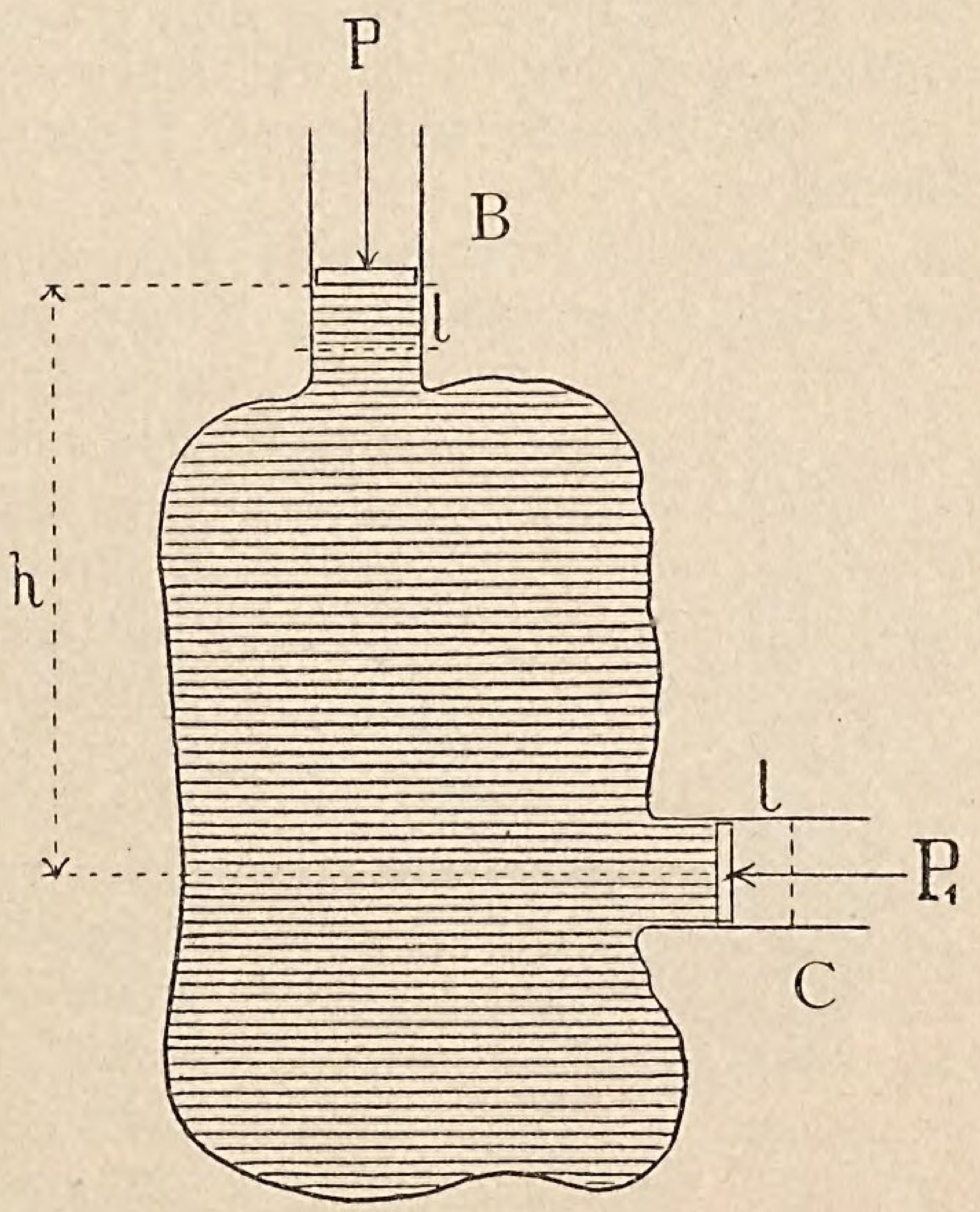


Fig. 21.

mit der Höhe h gibt den Energieverlust der der Schwerkraft exponierten Flüssigkeit an, so dass wir haben

$$h.l.q.s = P_1 l - Pl;$$

da ferner $P_1 = qp_1$ und $P = qp$ ist, wenn mit p und p_1 die hydrostatischen, also pro 1 qcm ausgeübten Drucke bezeichnet werden, so vereinfacht sich diese Gleichung in

$$h.s = p_1 - p,$$

Sätze vom hydrostatischen Druck.

d. h. der hydrostatische Druck einer Flüssigkeit nimmt für eine um h cm tiefer gelegene Stelle zu um $h.s$; oder falls wir diesen Druck nicht nach Grammgewicht pro qcm, sondern nach Dyn pro qcm messen wollen, um $hg.s$.

Aus diesem wichtigen Satze ergeben sich sofort die folgenden:

Der Auftrieb eines Körpers in einer Flüssigkeit ist gleich dem Gewichte des vom Körper verdrängten Volumens der Flüssigkeit (Archimedessches Prinzip).

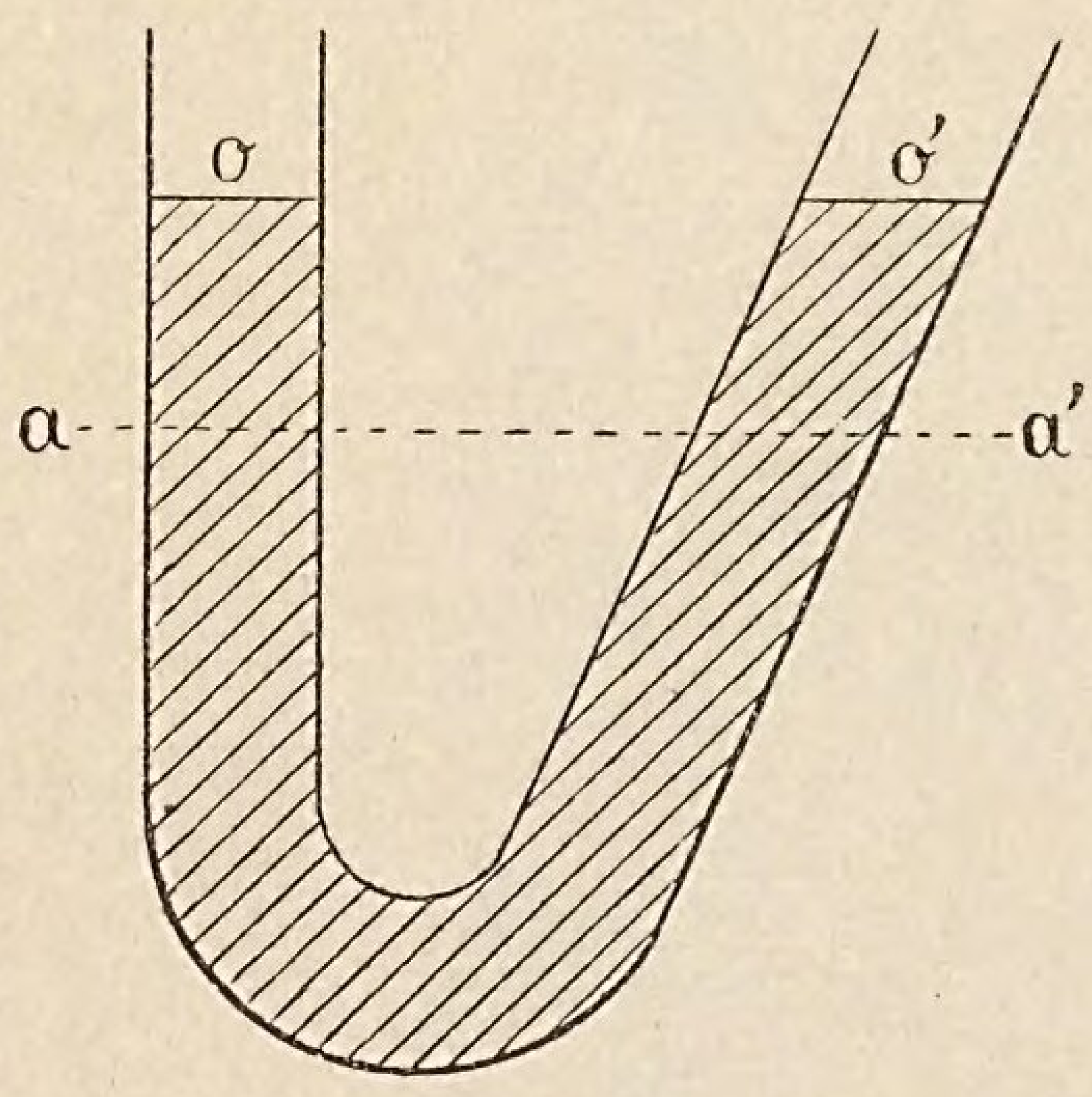


Fig. 22.

Der Bodendruck (Druck auf 1 qcm Bodenfläche) in einem mit Flüssigkeit gefüllten (oben offenen) Gefässe ist nur abhängig von der Höhe der Flüssigkeitsoberfläche über dem Boden und von dem spezifischen Gewichte der Flüssigkeit, nicht aber abhängig von der Form und den seitlichen Dimensionen des Gefässes (Pascal'sches Paradoxon).

Bei einer im Gleichgewicht befindlichen Flüssigkeit ist der Druck in jeder Horizontalschicht ein konstanter. Die Form des Gefässes ist dabei gleichgiltig. In Fig. 22 ist der Druck in a der gleiche wie in a'.

Kommunizierende Röhren.

In der freien Oberfläche einer Flüssigkeit ist der Druck gleich dem Drucke der begrenzenden Luft. Da dieser letztere bei 0 und 0' gleich gross ist, so muss auch der hydrostatische Druck derselbe sein und beide Oberflächen müssen in derselben Horizontalebene liegen. In kommunizierenden Röhren (Fig. 22) steht also das Niveau in 0 und 0' gleich hoch.

Sind in einem U-förmigen Rohre (Fig. 23) zwei nicht mischbare Flüssigkeiten, z. B. Wasser und Quecksilber, verschiedenen spezifischen Gewichtes s und s_1 vorhanden, so wird der untere Teil von der schwereren Flüssigkeit eingenommen

Kommunizierende Röhren mit Flüssigkeiten von verschiedenem spez. Gew.

und das Niveau in beiden Röhren ist verschieden hoch derart, dass $hs = h_1 s_1$ ist. In der Horizontalen nn, welche noch beiderseits durch dieselbe Flüssigkeit (Quecksilber) geht, muss der Druck in beiden Schenkeln gleich gross sein. Dieser Druck entsteht links durch den Atmosphärendruck plus dem Drucke hs, rechts durch den Atmosphärendruck plus $h_1 s_1$.

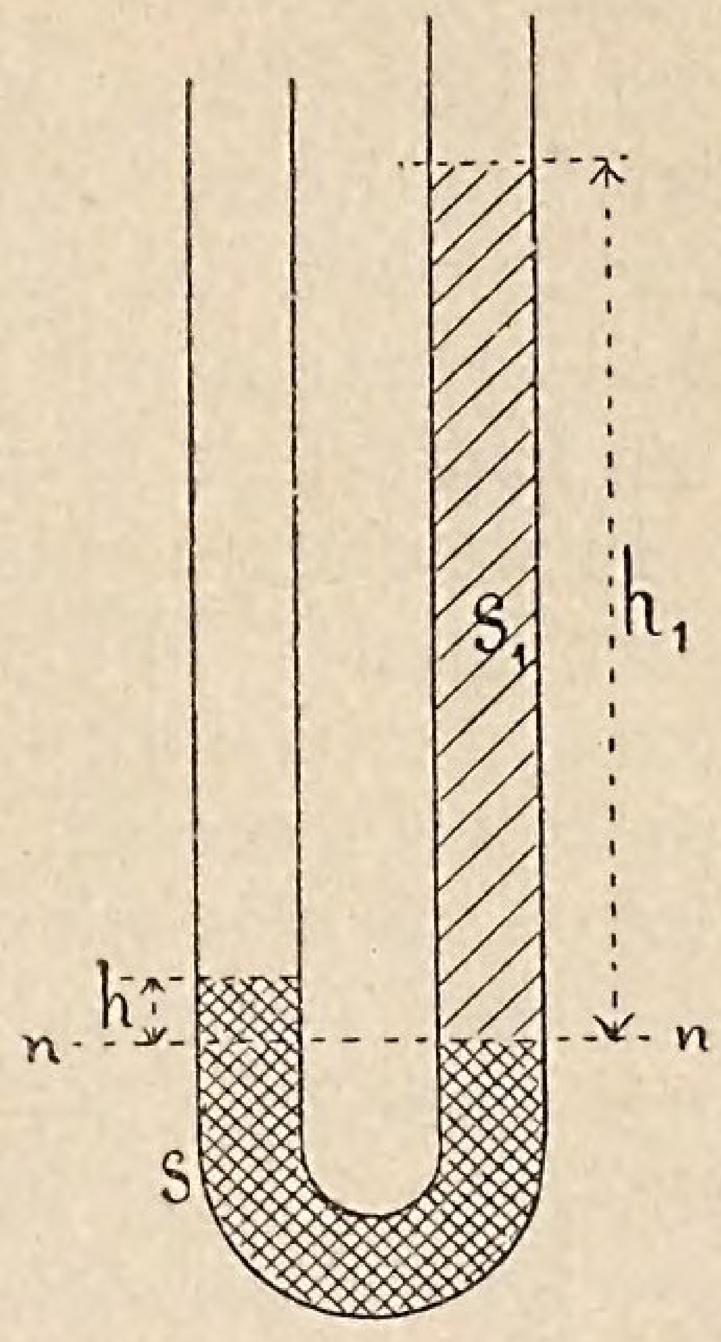


Fig. 23.

Der Luftdruck.
Das Barometer und das Manometer.

Die Erkennung des Luftdruckes.

54. Dass die freie Luft der Atmosphäre einen Druck auf alle sie begrenzenden Flächen fester oder flüssiger Körper ausübt, einen Druck, der von Null verschieden und sogar einen sehr beträchtlichen absoluten Wert hat — diese Thatsache wár bis zu Toricelli's Zeit nicht mit Klarheit erkannt. Entfernt man etwa durch Ansaugen aus dem einen Schenkel eines U-förmigen, unten mit Wasser gefüllten Rohres die Luft, so hört die gleiche Niveauhöhe in beiden Schenkeln auf, das Niveau in dem evakuierten Schenkel steigt, das andere sinkt. Man erklärte dies ehedem durch den horror vacui. Als aber bemerkt wurde, dass das Niveau in dem evakuierten Schenkel niemals mehr als um etwa 10 m über das andere stieg, versagte die Erklärungskraft jenes mystischen Gesetzes und mit Notwendigkeit drängte sich die Annahme eines Luftdruckes auf. Toricelli machte seinen berühmten Versuch und gab das Mass des Luftdruckes. Ein langes Glasrohr, an einem Ende zugeschmolzen, wurde mit Quecksilber gefüllt, mit dem offenen Ende in umgekehrter Lage in eine Schale mit Quecksilber getaucht (Fig. 24). Das Quecksilber sinkt alsdann in dem Glasrohr bis zu einer Höhe o, die etwa 76 cm über der freien Oberfläche der Flüssigkeit liegt. Oberhalb des Quecksilbers im Glasrohre ist so ein Vakuum gebildet, dessen Druck gleich Null sein muss. Nach dem hydrostatischen Grundgesetz muss alsdann der Druck in der Höhe u sowohl im Innern des Glasrohres als aussen gleich $b \cdot s$ sein, wenn b die Länge ou und s das spezifische Gewicht des Quecksilbers ist. Dieser Druck kommt mithin auch der Luft zu, welche die freie Oberfläche bei u begrenzt. Das spezifische Gewicht des Quecksilbers ist 13,596, und wenn die Höhe b etwa gerade 76 cm ist, so ist $b = 1033{,}296$, d. h. jedes Quadratcentimeter der

freien Oberfläche u erfährt einen Druck, welcher dem Gewichte von 1033,296 gr gleich kommt. In demselben Masse, in dem der Luftdruck kleiner wird, vermindert sich die Länge b und man nimmt die letztere daher ohne Weiteres, d. h. ohne die Multiplikation mit 13,596, als Mass des Luftdrucks. Man sagt, der Luftdruck beträgt b cm Quecksilber.

Messung des Luftdruckes.

In absolutem Masse ist derselbe $b.s.g$, also $76 \times 13{,}596 \times 981$ oder rund 1 Million Dyn. Mit variabelem g wird also auch demselben Luftdruck eine veränderte Länge b der Quecksilbersäule entsprechen. Je grösser g, desto kleiner b. Aendert sich ferner das spezifische Gewicht s des Quecksilbers dadurch, dass die Temperatur desselben steigt, so muss gleichfalls b sich ändern. Bei kleinerem s (höherer Temperatur) wird b grösser. Es sei bei einem bestimmten Luftdruck die Säule b des Toricelli'schen Versuches 76,4 cm, die Temperatur des Quecksilbers betrage 10^0. Das spezifische Gewicht bei dieser Temperatur beträgt nur 13,571. Wie gross würde die Länge b_0 sein, wenn das Quecksilber die Temperatur 0^0 mit dem spezifischen Gewicht 13,596 hätte? Offenbar $76{,}4 \times \frac{13{,}571}{13{,}596} = 76{,}28$ (Reduktion auf eine Quecksilbersäule von 0^0).

Da die spezifischen Gewichte sich in umgekehrtem Verhältnisse ändern, wie die Volumina einer und derselben Masse, letztere aber pro Grad um $^1/_{5500}$ beim Quecksilber zunehmen, so kommt es auf dasselbe hinaus, wenn man die Reduktion auf 0^0 derart vornimmt, dass für jeden Grad über Null die Länge b um den 5500ten Teil ihrer Länge verkleinert wird.

Das Barometer.

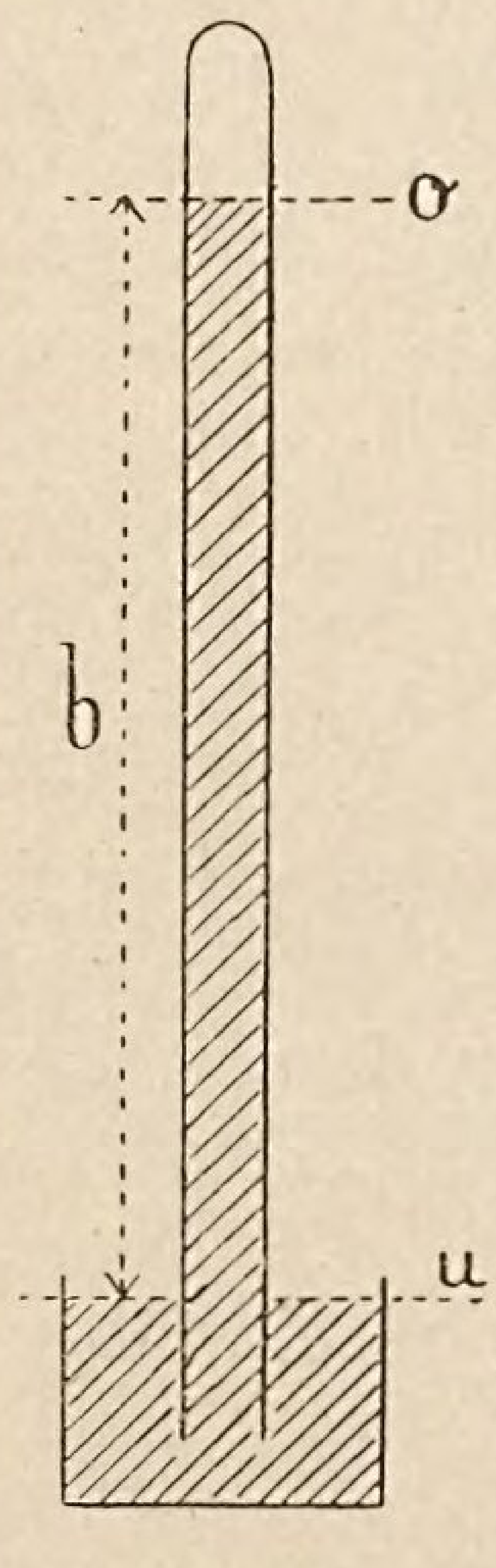


Fig. 24.

55. Der in Fig. 24 dargestellte Apparat des Toricelli'schen Versuches ist bereits ein Barometer, d. h. ein Instrument, mit dessen Hilfe die Veränderungen des Druckes der freien Atmosphäre gemessen werden können. Lediglich zur bequemeren und genaueren Ablesung der Höhe b und zu besserer Transportfähigkeit giebt man dem Instrumente diese oder jene abgeänderte Form und diverse Nebenteile. Es ist auf Grund der allgemeinen hydrostatischen Gesetze offenbar ohne Einfluss auf die Höhe b, welche Form und Grösse das aufsteigende Rohr und die Oberflächen o und u besitzen. Daher gilt z. B. genau dasselbe, was für die in Fig. 24 dargestellte Form des Barometers und die hierbei auftretende Höhe b gesagt ist, auch für den Apparat Fig. 25.

Gefäss- und Heberbarometer.

Erstere Form kennzeichnet die Klasse der sog. Gefässbarometer, letztere die der Heberbarometer. Der Unterschied beider Formen für den Gebrauch ist leicht zu erkennen. Aendert sich der Luftdruck etwa in wachsendem Sinne, so muss die Distanz *b* grösser werden. Dies wird bei dem Gefässbarometer (Fig. 24) dadurch geschehen, dass das obere Niveau *o* sich hebt, ohne dass hierdurch eine merkliche Aenderung des unteren Niveaus eintritt, wobei stillschweigend angenommen ist, dass die Oberfläche *u* sehr vielmal grösser ist als *o*. Beim Heberbarometer (Fig. 25), dessen beide Schenkel etwa gleich weit seien, wird steigender Luftdruck die Oberfläche *o* höher und die Oberfläche *u* tiefer legen. Will man nun die mit dem Luftdruck veränderlichen Längen *b* an einem Massstab ablesen, so muss der Nullpunkt desselben beim Gefässbarometer in unveränderlicher Höhe *u* (Fig. 24), beim Heberbarometer dagegen in der veränderlichen Höhe *u* (Fig. 25) angebracht werden.

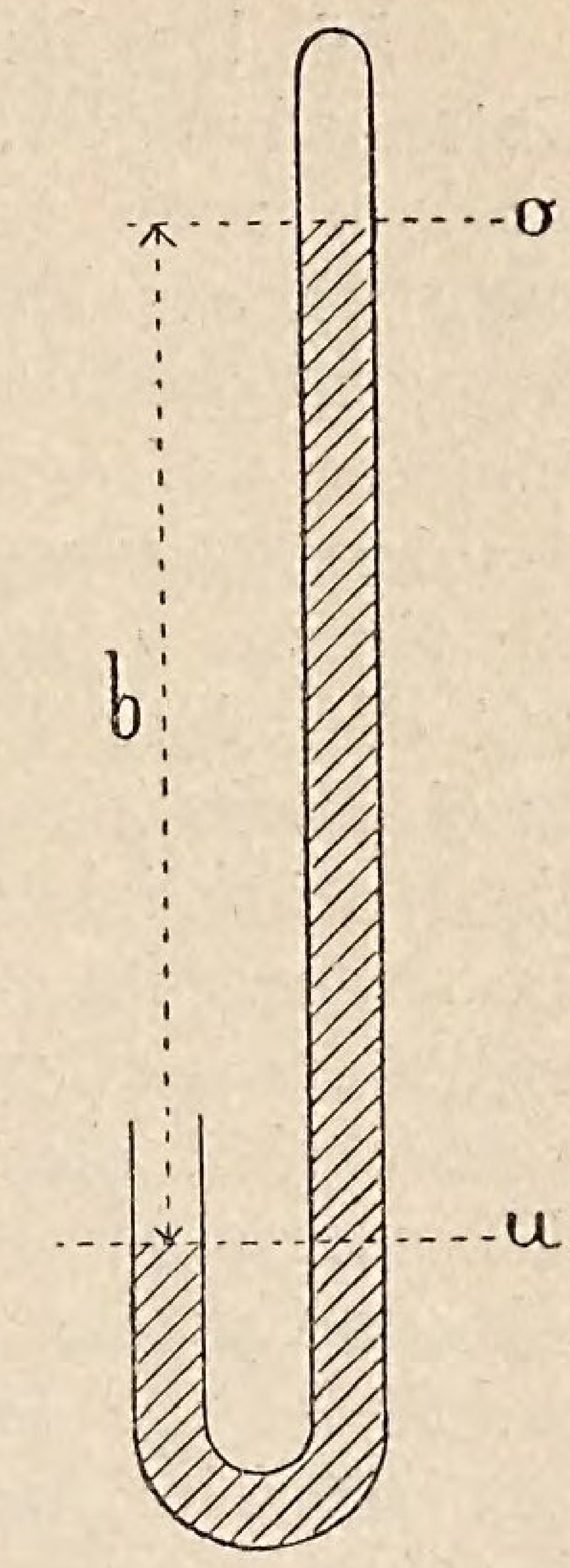


Fig. 25.

Ablesung des Barometerstandes.

Zur Erzielung einer möglichst grossen, im äussersten Falle bis auf etwa $^1/_{50}$ mm erreichbaren Genauigkeit der Messung von *b* ist das Barometer mit verschiedenen, mehr oder weniger feinen Hilfsteilen ausgestattet. Hierhin gehören Ablesungslupen, welche mit Visierfäden versehen sind und mit Nonius verbunden an der Skala verschiebbar sind. Bei Fortin'schem Gefässbarometer ist es eine feine mit der Skala verschiebbare Elfenbeinspitze, welche den Nullpunkt der Skala bildend bis zu dem sehr genau zu beobachtenden Kontakt mit der unteren Niveaufläche gebracht wird. Ein Thermometer in der halben Höhe des Instrumentes lässt die Temperatur des Quecksilbers behufs seiner Reduktion auf Null ablesen. Ausserdem ist für feine Beobachtungen auf eine bei den allgemeinen hydrostatischen Prinzipien des Barometers noch nicht erwähnte Nebenerscheinung zu achten. Es ist dies die sog. Kapillardepression des Quecksilbers. Die Oberfläche des Quecksilbers erscheint in einer rundlichen konvexen Kuppe, wenn der Durchmesser des Glasrohres klein ist. Mit dieser Erscheinung ist eine Erniedrigung des Niveaus verbunden, die mit abnehmender Weite des Glasrohres sehr schnell wächst.

Bei Rohrweiten über 8 mm geht die Depression auf Bruchteile eines Millimeters herab.

Schwankungen des atmosphärischen Luftdruckes.

56. Das Barometer ist nicht bloss bei vielen physikalischen Untersuchungen, welche das Verhalten der Gase betreffen, sondern auch und insbesondere für die Meteorologie ein unentbehrliches Instrument, insoferne aus dem Drucke der Luft, den zeitlichen und örtlichen Aenderungen desselben wertvolle Schlüsse auf den Gesamtzustand der Atmosphäre und dessen Aenderung gezogen werden können. Die Schwankungen, welche die Grösse b bei Witterungswechsel erleidet, betragen für ein und denselben Ort 5—6 cm. Sinkt das Barometer unter seine durchschnittliche Höhe um mehr als 1 cm herab, so sind Stürme die gewöhnliche Begleiterscheinung. Das stärkere Sinken des Barometers ist nämlich in der Regel hervorgerufen durch eine wirbelförmige (cyclonale) Luftbewegung der unteren Luftschichten, welche sich über grössere Gebiete erstreckt und hunderte von Kilometern im Durchmesser haben kann. Das Zentrum einer solchen Cyclone hat alsdann den niedrigsten Luftdruck. Ringsumher ist die Windrichtung derart, dass ein Beobachter, der den Wind im Rücken hat, schräg links nach vorne das Zentrum der Cyclone hat. Dies gilt für die nördliche Hemisphäre, und es folgt daraus, dass hier die Rotationsrichtung des Windes gegen den Uhrzeiger gerichtet ist, während auf der südlichen Hemisphäre die Drehung mit dem Uhrzeiger geht. Die Cyclonen schreiten in der Regel von West nach Ost vor und sind durch bestimmte, mit ihnen fortschreitende Witterungszustände gekennzeichnet. Daher kann die Beobachtung des Barometers in Verbindung mit der Windrichtung vielfach Aufschlüsse geben über die Annäherung einer Cyclone an den Ort der Beobachtung (Wetterprognose) und den Schiffer rechtzeitig warnen.

Aenderung des Luftdruckes mit der Höhe.

57. Der durchschnittliche Stand des Barometers ist um so niedriger, in je höhere Schichten der Atmosphäre das Instrument gebracht wird. In der Höhe des Meeresniveau beträgt derselbe 76 cm. Eine Erhöhung des Standortes um 100 m bringt eine Erniedrigung von b um 9 mm hervor. Diese Abnahme des Barometerstandes mit der Höhe bildet indessen keine arithmetische Reihe. Bei 1000 m Höhe ist b nicht um 10×9, sondern erst um 86 mm gesunken und eine weitere Erhebung um 100 m hat eine Erniedrigung von nur 8 mm zur Folge. Die Abnahme des Barometers mit der Höhe ist vielmehr eine geometrische Reihe, so dass die Quotienten aus zwei Barometerständen, die in konstanten Höhenunterschieden genommen werden, konstant sind. Diese, erst mittelst des Mariotte-Boyle'schen Gesetzes (s. folgenden Abschnitt) herleitbare Beziehung führt zu einer Formel, durch welche der Höhenunterschied h zweier Stationen aus den an ihnen herrschenden Barometerständen b_0 (untere Station) und

b_1 (obere Station) berechnet werden kann, nämlich

$$h = A (\log b_0 - \log b_1).$$

Darin bedeutet A einen Koeffizienten, welcher je nach der Temperatur und dem Feuchtigkeitsgehalt der Luft etwas variabel ist und für 0-Grad 18420 m beträgt.

Metall-Barometer.

58. Ausser dem Quecksilberbarometer werden auch Metallbarometer zur Messung des Luftdrucks benützt, unter der Bezeichnung Aneroid oder Holosteric-Barometer. Bei diesen Instrumenten wird dem Luftdruck durch die Elastizität eines festen Körpers das Gleichgewicht gehalten. Eine flache, hohle, von Luft völlig entleerte Metallkapsel wird durch den äusseren Luftdruck zusammengepresst, je nach dessen Stärke und je nach der Dicke ihrer Wandung und der Biegsamkeit des Metalls mehr oder weniger stark. Aendert sich nun der Luftdruck, so können die hiebei eintretenden Formänderungen der Kapsel als Mass für seine Stärke dienen. Die kleinen, direkt nicht wahrnehmbaren Einbiegungen des Kapseldeckels werden zu diesem Behufe durch Hebel- und Radübertragung vergrössert und durch die Einstellung eines Zeigers auf einer Skala abgelesen. Der Wert der Sklaleneinteilung muss immer durch Vergleichung mit einem Quecksilberbarometer ermittelt werden.

Abgekürzte Barometer.

59. Abgekürzte Barometer werden benutzt, wenn die zu messenden Gasdrucke entsprechend kleiner als der Atmosphärendruck sind. Handelt es sich z. B. darum, den Druck in einem nahezu luftleeren Raum zu bestimmen, so genügt ein ganz kurzes Barometer von der Form der Fig. 25. Das Vakuum über o bildet sich dann natürlich erst von einem gewissen Drucke an abwärts.

Manometer.

60. Als Manometer werden Vorrichtungen bezeichnet, mit denen Luftdruckdifferenzen gemessen werden. Soll z. B. gemessen werden, um wie viel der Druck des Leuchtgases in den Gasröhren grösser ist als derjenige der freien Atmosphäre, so wendet man als Manometer ein U-förmig gebogenes, beiderseits offenes, mit Quecksilber oder Wasser zur Hälfte gefülltes Rohr an. Der eine Schenkel wird durch einen Schlauch mit dem geöffneten Gashahn verbunden, der andere bleibt offen. Dann wird die Niveaudifferenz in den beiden Schenkeln abgelesen, welche bei Anwendung von Quecksilber 13,6 mal kleiner ist als für Wasser. Auch für diese Aufgaben kann das Prinzip des Aneroids benutzt werden. Man setzt dann den Innenraum der Metallkapsel mit demjenigen Raume in Kommunikation, für welchen die Druckdifferenz gegen die Atmosphäre gemessen werden soll (Dampfkesseldruck).

Das Gesetz von Boyle (Mariotte).

Formulierung des Gesetzes von Boyle.

61. Schliesst man ein Gasquantum völlig ein, so wird es einen bestimmten, von seiner Masse und dem Volumen des Raumes abhängigen Druck besitzen, der genau denselben Grundgesetzen wie der hydrostatische Druck unterliegt. So wird der Druck auch von den oberen Teilen des Gefässes nach unten zu wachsen, gemäss dem Produkte $h.s$, wenn mit h die Höhendifferenz, mit s das spezifische Gewicht des Gases, welches selber wieder mit dem Druck variabel ist, bezeichnet wird. Da dieses letztere im Vergleich zu den Flüssigkeiten sehr klein ist, für atmosphärische Luft 0,00129, so ist bei nicht allzugrosser vertikaler Ausdehnung der Gefässe diese durch die Schwere bedingte Veränderung des Druckes eine sehr wenig merkliche und meistens kann daher der Gasdruck in abgeschlossenen Räumen als überall gleich stark betrachtet werden.

Wenn man nun bei unveränderlicher Temperatur das Volumen des eingeschlossenen Gases verkleinert, ohne seine Masse zu ändern, so nimmt der Druck p zu, ebenso auch die Dichtigkeit d des Gases, welche definiert ist durch $d = \frac{M}{V}$ (M = Masse, V = Volumen); dass p und d in dem gleichen Verhältnisse wachsen, ist eine Thatsache, welche von vornherein nicht notwendig als solche erkannt werden kann, sondern vielmehr erst empirisch von Boyle und 16 Jahre später unabhängig von Mariotte (1676) gefunden wurde in dem Gesetze:

> Der Druck eines und desselben Gasquantums ändert sich proportional mit seiner Dichtigkeit;

oder

> der Druck eines und desselben Gasquantums ändert sich umgekehrt proportional mit seinem Volumen.

Um dieses Gesetz in eine Formel zu bringen, werde ein und dasselbe Gasquantum in zwei Zuständen (I) und (II) betrachtet. In I sei der Druck p_1, die Dichtigkeit d_1, das Volumen v_1. In II entsprechend p_2, d_2, v_2. Dann ist

$$p_1 : p_2 = d_1 : d_2 \text{ oder } p_1 : p_2 = v_2 : v_1.$$

Aus der zweiten Formel folgt $p_1 v_1 = p_2 v_2$ und man sieht leicht, dass wenn man dasselbe Gasquantum auch in einen dritten, vierten etc. Zustand mit immer wieder veränderten p und v gebracht hätte, man $p_1 v_1 = p_2 v_2 = p_3 v_3 = \ldots$ oder ganz allgemein $p v$ = Const. haben würde. Das Boyle'sche Gesetz kann also auch so ausgesprochen werden: Für ein und dasselbe Gasquantum ist das Produkt $p v$ eine unveränderliche konstante Grösse.

Einschränkung der Gültigkeit des Gesetzes.

Es ist indessen von Wichtigkeit zu bemerken, dass die empirisch gefundene Gültigkeit dieses Gesetzes keine absolut genaue ist. Wenn nämlich das Volumen der Gase sehr stark verkleinert wird, so wächst die Dichtigkeit in etwas schnellerem Verhältnis als der Druck. Je weiter ein Gas von seinem Kondensationspunkte entfernt ist, desto genauer gilt das Gesetz. Man unterschied früher zwischen Gasen und Dämpfen als prinzipiell verschiedenen Luftarten, indem man jene nicht für fähig hielt, in Flüssigkeit verwandelt werden zu können. Nachdem aber durch Anwendung hoher Drucke und tiefer Temperaturen gezeigt ist (Cailletet und Pictet), dass alle bekannten Gase verflüssigt werden können, ist der Unterschied zwischen Gasen und Dämpfen nur ein relativer. Jene sind ihrem Kondensationspunkt fern, diese ihm nahe. Für jene gilt also das Boyle'sche Gesetz ohne merklichen Fehler.

Besonders muss beachtet werden, dass das Boyle'sche Gesetz nur verstanden ist für den Fall, dass die verschiedenen Zustände des Gases, bei denen Druck und Volumen gemessen werden, genau die gleiche Temperatur aufweisen.

Nachweis des Gesetzes von Boyle.

62. Der Nachweis des Gesetzes am Apparat Fig. 26. Der kurze Schenkel eines U-förmig gebogenen Rohres ist oben geschlossen und seinem Volumen nach mit Einteilung versehen. Man füllt in den offenen Schenkel Quecksilber, so dass es die untere Biegung gerade füllt und eine Luftmenge in dem kurzen Schenkel absperrt. Der Druck dieser Luft ist, wenn das Niveau in dem langen Schenkel auch auf *a* steht, gleich dem atmosphärischen Drucke. Füllt man nunmehr in den offenen Schenkel so viel Quecksilber nach, bis das Volumen der abgesperrten Luft auf die Hälfte komprimiert ist und das Quecksilber hier bis zum Punkte *c* reicht, so zeigt sich, dass dasselbe im offenen Schenkel bis auf eine Höhe $cd = h$ hinaufreicht, welche genau gleich der Barometerhöhe ist. Der Punkt *c* im offenen Schenkel erfährt mithin den Druck von 2 Atmosphären und ebenso gross ist der Druck bei *c* im geschlossenen. Somit war zu einer Verkleinerung des Volumens auf $^1/_2$ die Druckvermehrung auf das Doppelte nötig. Der Apparat stellt in dieser Form zugleich ein Luftmanometer für hohe Drucke dar. Denn wenn man den langen offenen Schenkel mit einem Raume verbindet, in dem ein hoher

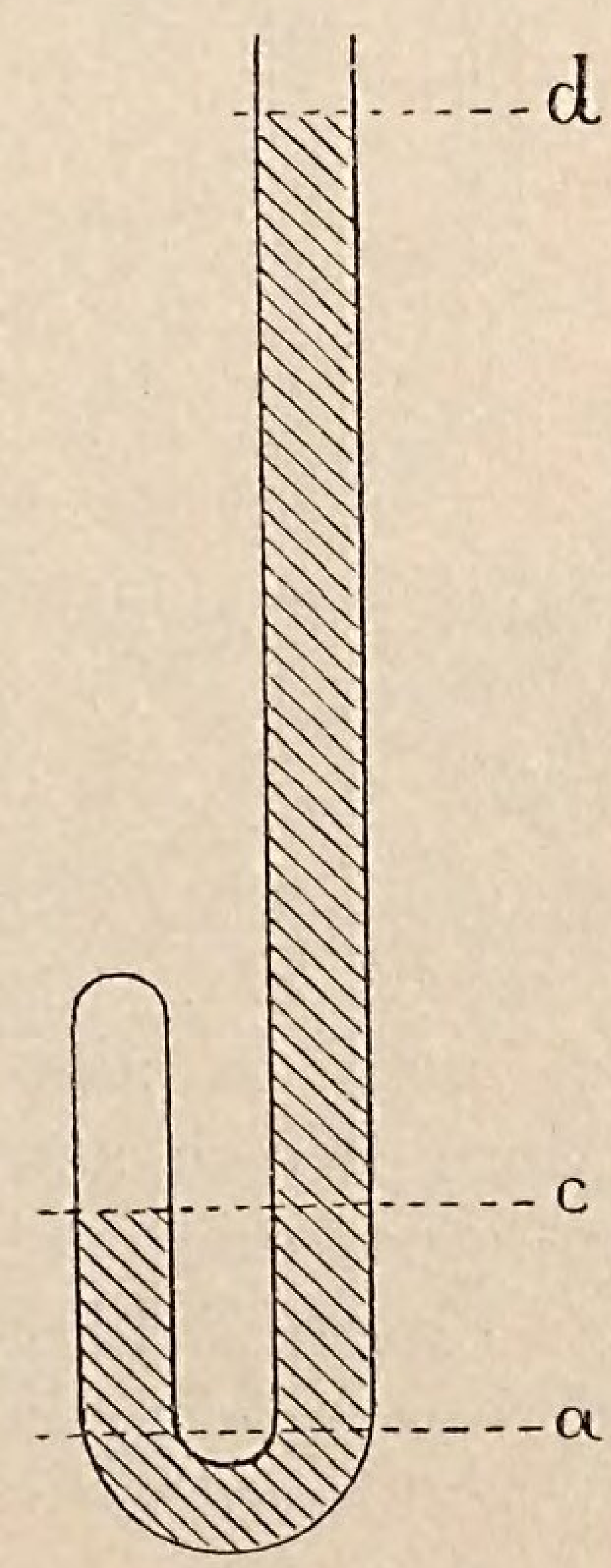


Fig. 26.

Druck herrscht, der gemessen werden soll, so wird man aus der Volumverminderung der abgesperrten Luft nach dem Boyle'schen Gesetze auf deren Druck schliessen, von welchem dann nur der Druck der jeweiligen Säule cd abzuziehen ist, um den gesuchten auf d lastenden Druck zu finden.

Volumenometer. 63. Das Volumenometer ist ein in mannigfacher Konstruktionsart ausgeführter Apparat, der mit Hilfe des Boyleschen Gesetzes das Volumen einer abgeschlossenen Luftmenge zu berechnen erlaubt. Ein solcher wird durch Fig. 27 dargestellt. Es wird der Stöpsel s zunächst geöffnet und Quecksilber eingefüllt, bis es in beiden Schenkeln des Apparates in der Höhe a steht. Der wohl eingeschliffene Stöpsel s wird eingesetzt und zu grösserer Dichtung mit Quecksilber bedeckt. Man lässt aus dem Hahn e jetzt soviel Quecksilber aus, bis dasselbe bei einer am Glasrohr unter B befindlichen Marke b einspielt. In dem andern Schenkel möge es bis c sinken und die Höhe bc sei gleich h. Vor dem Ablassen des Quecksilbers war dann das Volumen der abgesperrten Luft A und ihr Druck b, nach dem Ablassen hat dasselbe Luftquantum das Volumen $A + B$ und steht unter dem Druck $b - h$. Demnach muss nach dem Boyle'schen Gesetze $A . b = (A + B)(b - h)$ sein, woraus man, wenn das Volumen B bekannt ist, der Barometerstand b in cm beobachtet wird und h nach cm am Apparate abgelesen oder mittelst Kathetometers bestimmt wird, A berechnen kann. Es ergiebt sich leicht $A = B . \frac{b - h}{h}$.

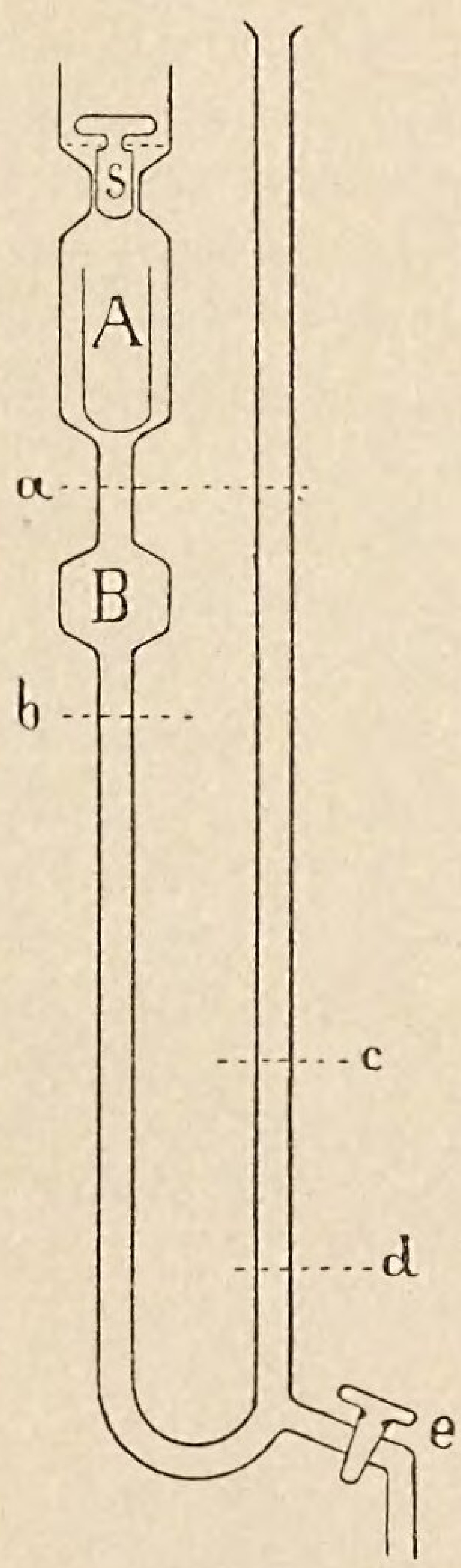


Fig. 27.

Wenn auf diese Weise auf Grund des bekannten Volumens B das Volumen A gefunden wird, so kann man in derselben Weise das in A noch verbleibende Luftvolumen $A - K$ finden, nachdem man einen Körper vom Volumen K in den Raum A gebracht hat. Aus A und $A - K$ folgt aber das Volumen K. Hat man es also mit Körpern zu thun, deren Volumina auf andere Weise schwierig zu bestimmen sind, z. B. mit pulverförmigen oder leicht löslichen, und lassen sich dieselben in den Raum A hinein bringen, so kann deren Volumen mittelst des beschriebenen Apparates gefunden werden.

Bewegung von Flüssigkeiten und Gasen.

64. Die Gesetze für die Bewegung flüssiger und gasförmiger Körper sind nur in wenigen Beziehungen einer einfachen Ausdrucksweise fähig. Dahin gehört das bereits von Toricelli aufgestellte Ausflussgesetz, durch welches die Abhängigkeit der Ausflussgeschwindigkeit von der Flüssigkeitshöhe angegeben wird.

Ein Gefäss (Fig. 28) sei mit Flüssigkeit bis zur Höhe h gefüllt. Im Boden befinde sich eine Oeffnung vom Querschnitte q. Wie gross ist die Geschwindigkeit v des ausfliessenden Wassers? In einer bestimmten Zeit, etwa der Zeiteinheit, der Sekunde, möge die Masse m ausgeflossen sein. Die Geschwindigkeit an der Ausflussstelle sei v, dann ist $\frac{m}{2} v^2$ die lebendige Kraft, welche das fliessende Wasser besitzt. Die hierdurch repräsentierte Energie hat ihr Aequivalent in dem Umstande, dass dieselbe Masse m in der Niveauschicht des Gefässes verschwunden und wenn auch nicht selbst, so doch im Austausch mit anderen Schichten nach der Ausflussstelle um die Fallhöhe h transportiert ist. Dieser Verlust an potentieller Energie ist $m \,.\, g \,.\, h$ und es muss daher $\frac{m}{2} v^2 = m\, g \,.\, h$ sein, oder $v = \sqrt{2gh}$. Die gesuchte Geschwindigkeit v ist also genau so gross, als wäre Wasser von der obersten Schicht an in freiem Falle nach unten gekommen. Bemerkenswert ist, dass die Geschwindigkeit, ebenso wie beim freien Falle, nur von der Höhe, und nicht vom spezifischem Gewichte abhängig ist.

Toricelli's Ausflussgesetz für Flüssigkeiten.

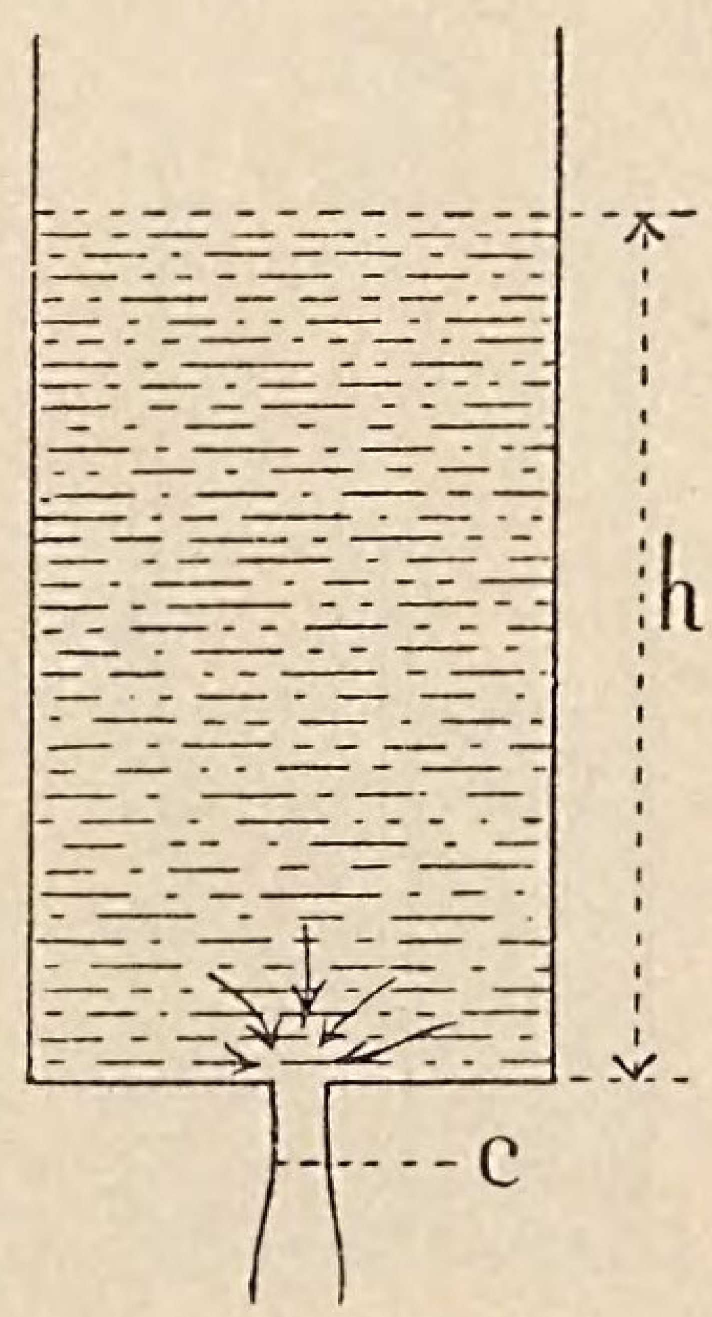


Fig. 28.

Diese aus allgemeinen Prinzipien berechnete Geschwindigkeit lässt sich nachmessen. Wäre nämlich der Flüssigkeitsstrahl ein genauer Cylinder, so müsste die Länge des in 1 Sekunde ausgetretenen Cylinders gleich der Geschwindigkeit sein, d. h. es müssten in 1 Sekunde $v \,.\, q$. ccm Flüssigkeit und in t-Sekunden $v \,.\, q \,.\, t$ ccm ausgeflossen sein, wenn mit q der Querschnitt der Ausflussöffnung oder des Strahles bezeichnet wird. Setzt man nun für v den oben berechneten Wert, so müsste man finden in t-Sekunden $q \,.\, t \,.\, \sqrt{2gh}$ ccm. Thatsächlich findet man nur etwa 64% dieser so berechneten Ausflussmenge. Es könnte hienach scheinen, als wäre die thatsächliche Ausflussgeschwindigkeit kleiner als die berechnete. Das ist aber nicht der Fall.

Nachweis des Toricelli'schen Gesetzes.

Vielmehr ist nur die zur Berechnung der Ausflussmenge gemachte Annahme nicht richtig, dass der ausfliessende Strahl die Gestalt eines Cylinders hat. Derselbe zeigt in der Nähe der Ausflussöffnung bei *c* in der Fig. 28 eine Zusammenschnürung (contractio venae), deren Querschnitt nur 64% desjenigen der Oeffnung gross ist. — Sobald die Zusammenschnürung, welche nur bei Oeffnungen in dünnwandigem Boden eintritt, durch kurze Ansatzröhren beseitigt wird, findet volle Uebereinstimmung zwischen der aus der berechneten Ausflussgeschwindigkeit hergeleiteten Ausflussmenge und der beobachteten statt. Dass die Ausflussöffnung in der horizontalen Bodenfläche angenommen ist, ist unwesentlich; denn es gelten dieselben Beziehungen, wenn dieselbe in der Seitenwand sich befindet, die Höhe *h* wird natürlich immer von der Oeffnung bis zur Oberfläche gerechnet. Im Falle seitlichen Ausflusses nimmt der Flüssigkeitsstrahl die Gestalt derjenigen Parabel an, welche auch ein mit der horizontalen Anfangsgeschwindigkeit *v* geworfener Körper durchlaufen würde. Man kann also auch aus den Dimensionen dieser Parabel rückwärts die Geschwindigkeit des Ausflusses berechnen.

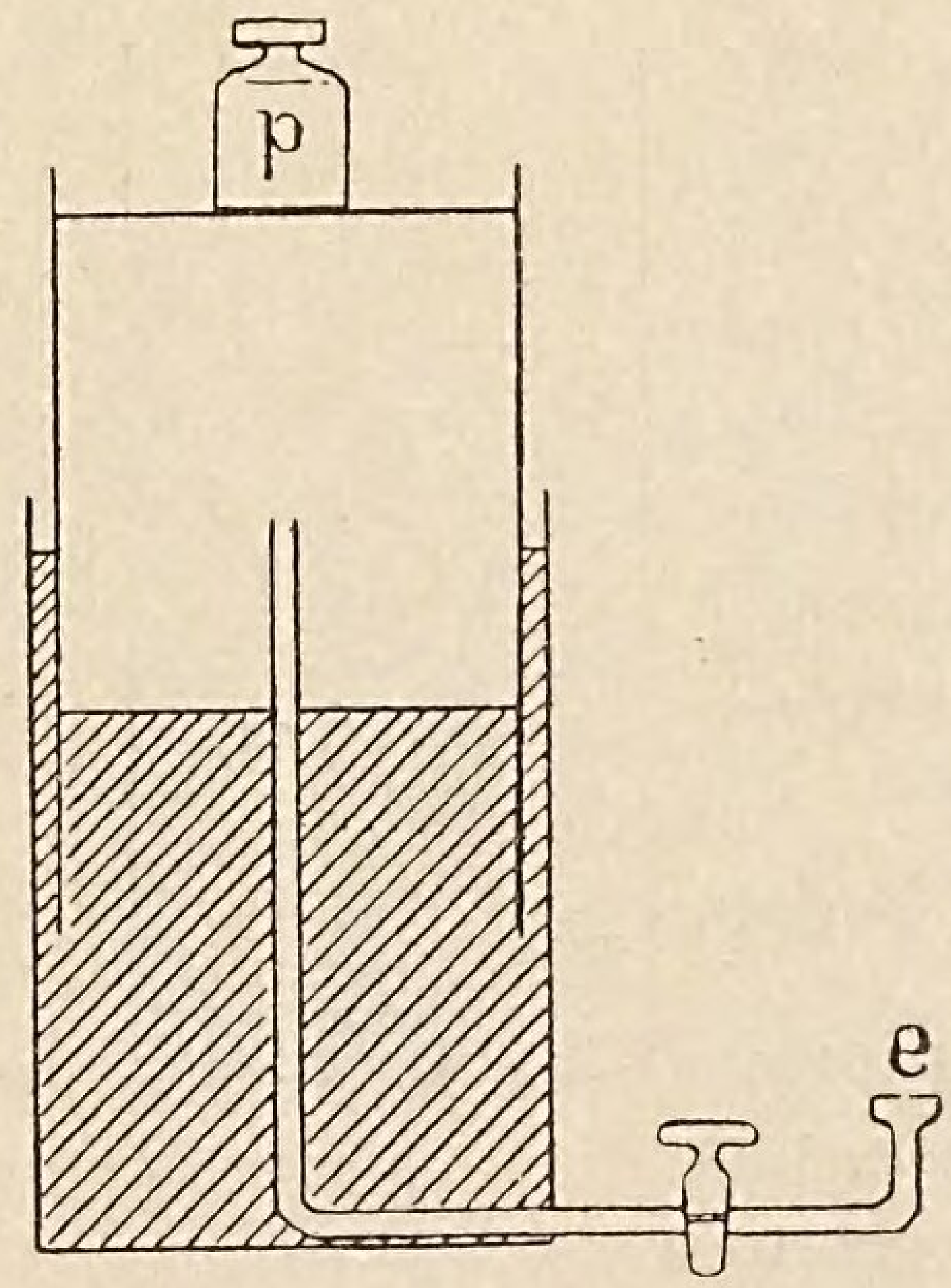


Fig. 29.

Ausfluss von Gasen.

65. Für den Ausfluss von Gasen aus Wandöffnungen gestalten sich die Gesetze etwas anders, da das Gefäss nicht mehr offen wie bei den Flüssigkeiten, sondern geschlossen und gleichzeitig zusammendrückbar sein muss. Ein Gasbehälter (Gasometer) Fig. 29, dessen innere in Absperrflüssigkeit tauchende Cylinderglocke ein Gasquantum enthalte, möge als Ausflussgefäss benutzt werden. Das Gas trete durch ein Rohr an der Mündung *e* aus. Der durch Belastung der Glocke hergestellte Druck sei konstant. Alsdann entspricht einer bestimmten Senkung *h* der Glocke oder des Gewichtes *p* ein ganz bestimmtes Volumen des ausgeflossenen Gases. Die beim Senken von *p* verbrauchte Energie ist $p \,.\, h$. Dieselbe findet ihr Aequivalent in der lebendigen Kraft $\frac{m}{2} v^2$ des ausströmenden Gases. Macht man mit einem andersartigen zweiten Gase unter genau demselben Drucke denselben Versuch, so ist dessen lebendige Kraft $\frac{m_1}{2} v_1^2$, welche derselben Energie $p \,.\, h$ gleich ist, d. h. es

ist $m_1 v_1^2 = m v^2$. Da sich nun die Massen m gleicher Volumina zweier Gase bei gleichen Drucken verhalten wie ihre Dichtigkeiten, so folgt

$$m : m_1 = d : d_1 = v_1^2 : v^2,$$

d. h. die Dichtigkeiten oder spezifischen Gewichte zweier Gase verhalten sich umgekehrt wie die Quadrate ihrer Ausflussgeschwindigkeiten. Die Ausflussgeschwindigkeit v ist ferner umgekehrt proportional zur Ausflusszeit. Daraus folgt, dass die spezifischen Gewichte sich direkt verhalten wie die Quadrate der Ausflusszeiten. Braucht man z. B. 10 Minuten zur Entleerung des mit Luft gefüllten Gasometers und 6 Minuten für denselben Versuch mit Leuchtgas, so muss die Dichtigkeit des Leuchtgases sich zu derjenigen der Luft verhalten, wie $6^2 : 10^2$ oder sie muss 0,36 der ersteren sein.

Drittes Kapitel.

Molekularkräfte.

Allgemeines über Molekularkräfte.

66. Die festen, flüssigen und gasförmigen Körper verhalten sich gegen Form- und Volumänderungen sehr verschieden. Feste Körper setzen sowohl der Formänderung wie der Volumänderung grossen Widerstand entgegen, flüssige Körper nur der Volumänderung und gasförmige Körper keiner der beiden Veränderungen. Diese Wahrnehmung, sowie auch das verschiedenartige Verhalten zweier heterogener Körper bei unmittelbarer Berührung, ferner die Ausdehnbarkeit der Körper durch Wärme, die Fähigkeit fester Körper, Flüssigkeiten und Gase zu absorbieren, auch die Fähigkeit flüssiger Körper, Gase zu absorbieren, und endlich die Durchdringung zweier verschiedener Gase — alle diese Erscheinungen führen zu der Vorstellung, dass die Körper aus kleinsten mit dem Gesamtkörper gleichartigen Teilen — den Molekülen — zusammengesetzt seien, welche durch Zwischenräume von einander getrennt, mit Aetherhüllen variabeler Dichtigkeit möglicherweise umhüllt sind — jedenfalls aber Kräfte abstossender und anziehender Art auf einander und an den Grenzflächen auf die unmittelbar benachbarten Teile anderer Körper ausüben.

Kompressibilität.

Piëzometer.

67. Die Kompressibilität von Flüssigkeiten bekundet durch die hierbei auftretenden sehr grossen Widerstände in viel höherem Grade als es bei den Gasen der Fall ist, das Vorhandensein abstossender Molekularkräfte. Setzt man ein eingeschlossenes Wasserquantum dem Drucke von 2 Atmosphären (gewöhnlicher Luftdruck plus 1 Atmosphäre Druck) aus, so verringert sich das Volumen nicht wie bei den Gasen auf die Hälfte, sondern nimmt nur um den 0,000050^{sten} Teil des ganzen Volumens ab. Bei 3 Atmosphären Druck tritt eine abermalige Volumverminderung um denselben Betrag ein etc. Diese Kompression und die Kompressionsfähigkeit überhaupt wurden mit Oerstedt's Piëzometer (1827) nachgewiesen. Frühere Versuche scheiterten daran, dass sich das Volumen des einschliessenden Gefässes mit veränderte und so die eigentliche Kompression verdeckte. In dem Apparate Fig. 30 befinden sich in einem starkwandigen und mit festem Deckel verschlossenen äusseren Glasgefässe ein mit Wasser gefüllter Kolben *K* und ein Manometer *M*, beide mit ihren unteren offenen Enden in eine Schale mit Quecksilber tauchend. Der ganze Innenraum des Gefässes ist mit Wasser gefüllt. Wird nun durch die mit Dreiwegehahn versehene Druckpumpe *D* ein starker Druck auf das Wasser geübt, so trifft derselbe den Kolben *K* sowohl innen als aussen mit gleicher Stärke. *K* wird also seine Form und sein Volumen nicht ändern. Wohl aber steigt infolge der Kompressibilität des Wassers das Sperr-Quecksilber in das kapillare untere Ende von *K* hinauf. Den gleichzeitig herrschenden Druck kann man am Manometer *M* ablesen.

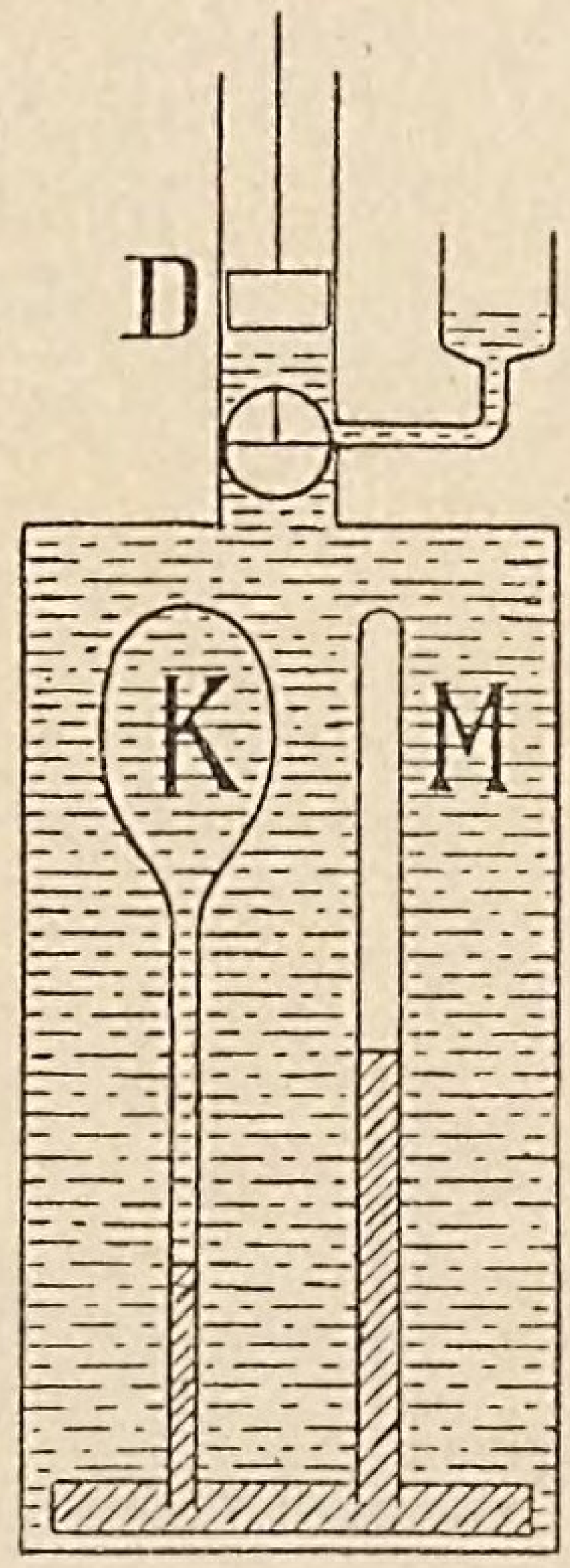


Fig. 30.

Die Cohäsion.

Cohäsion zwischen verschiedenen und zwischen gleichen Körpern.

68. Als Cohäsion wird die Kraft bezeichnet, welche die Moleküle eines gleichartigen Körpers zusammenhält. Feste Körper besitzen die grösste Cohäsion. Dieselbe kommt zur Erscheinung bei dem Versuche, die Körper zu zerreissen. Sobald bei dem Akte der Zerreissung die Moleküle eine gewisse sehr kleine Entfernung von einander überschritten haben, hört

die Cohäsion auf, woraus hervorgeht, dass die Cohäsionskräfte nur bei unmessbar kleinen Entfernungen der Moleküle von einander in Wirksamkeit treten. Bei Krystallen ist die Cohäsion nach verschiedenen Richtungen verschieden gross (Spaltbarkeit). Auch bei Flüssigkeiten findet eine, wenn auch sehr viel schwächere Cohäsion statt. Eine freischwebende Flüssigkeitsmasse z. B. Oel in einer gleichschweren Mischung von Alkohol und Wasser (Plateau's Versuche) nimmt vollkommene Kugelgestalt an. Lässt man bei einem gut ausgekochten (von Luft völlig befreiten) Barometer durch Neigen das Quecksilber bis an das Ende des langen geschlossenen Schenkels steigen und stellt nunmehr das Instrument wieder senkrecht, so bildet sich das Toricelli'sche Vakuum nicht von selbst, obwohl diejenigen Teile der Quecksilbersäule, welche über der richtigen Barometerhöhe liegen, eine nach unten gerichtete Resultante der auf sie wirkenden Schwerkräfte besitzen. Erst eine geringe Erschütterung bringt eine Zerreissung der Quecksilbersäule über der Barometerhöhe hervor, worauf dann sofort die vollkommene Bildung des Vakuums eintritt. Der Versuch gelingt noch besser (Helmholtz), wenn man in das Vakuum des Barometer luftfreies Wasser steigen lässt. Man kann dann durch Ansaugen am offenen kurzen Schenkel den Luftdruck bis auf Null verringern, ohne dass die lange Säule weder im Quecksilber noch im Wasser zerreisst. Gasförmige Körper haben keine Cohäsion.

Die Adhäsion.

69. Die Adhäsion ist die der Cohäsion entsprechende anziehende Kraft zwischen den Molekülen zweier in unmittelbaren Kontakt gebrachter Körper. Die Adhäsion ist besonders leicht und stark zu beobachten bei der Berührung von Flüssigkeiten mit festen Körpern. So findet bei dem zuletzt beschriebenen Barometerversuch eine Adhäsion des Wassers am obersten Ende des Rohres statt, und die nach der schliesslich durch Erschütterung herbeigeführten Zerreissung am Glase haftenden Tropfen zeigen, dass die Adhäsion des Wassers am Glase stärker war, als die Cohäsion der Wasserteile unter einander. Auch feste Körper zeigen beträchtliche Adhäsionskräfte, insbesondere dann, wenn durch Entfernung einer allen Körpern anhaftenden Lufthaut eine innige Berührung herbeigeführt ist. Diese Lufthaut ist gleichfalls eine Adhäsionserscheinung der Gase an festen Körpern. Man kann die Existenz solcher adhärierenden und dabei zugleich stark verdichteten Luft nachweisen, wenn man von der blanken Fläche

Adhäsions-Erscheinungen.

eines Glases oder Metalles an einzelnen Stellen die Lufthaut mechanisch oder durch elektrische Hilfsmittel fortnimmt. Ein Behauchen der Flächen oder passende Reaktionen chemisch

Hauchbilder.

wirksamer Dämpfe zeigen alsdann die von der Lufthaut befreiten Stellen (Moser'sche und Karsten'sche Bilder). Manche festen Körper verdichten die Gase nicht bloss an ihrer äusseren Oberfläche, sondern auch in ihrem Innern. Kohle verschluckt und verdichtet beträchtliche Gasmengen, Platin, rotglühendes Eisen, besonders aber Palladium nehmen das Wasserstoffgas ins Innere auf. In diesen Fällen bezeichnet man den Vorgang in der Regel nicht mehr als Adhäsion, sondern als Absorption und unterscheidet diese wohl noch wieder in Adsorption und Okklusion, je nachdem die Gasverdichtung nur in gröberen Poren oder im engsten Bereich der Moleküle vor sich zu gehen scheint.

Diffusion.

Ist die Adhäsion zweier sich berührenden Flüssigkeiten grösser als jede der einzelnen Cohäsionskräfte der beiden Flüssigkeiten, so sind die Flüssigkeiten mischbar. Die Mischung tritt nicht bloss dann ein, wenn die spezifisch leichtere Flüssigkeit unterhalb der schwereren gelagert wird, sondern auch bei umgekehrter Lagerung. Die nun ohne Zuthun äusserer Kräfte erfolgende Mischung wird als Diffusion bezeichnet.

Die Endosmose.

Endosmose der Flüssigkeiten.

70. Als Endosmose wird die Diffusion der Flüssigkeiten bezeichnet, wenn beide durch eine poröse Wand, Thonzelle, Membran u. dergl. getrennt sind. Die beiden Flüssigkeiten gehen hierbei mit ungleicher Geschwindigkeit durch die Poren, wodurch hydrostatische Niveaudifferenzen in den beiden durch die Membrane getrennten Abteilungen des Gefässes eintreten. Nach Graham diffundieren Kolloide beträchtlich weniger schnell als Kristalloide. Hierdurch ist eine Trennung beider möglich (Dialyse).

Endosmose der Gase.

71. Auch für Gase findet eine der Endosmose der Flüssigkeiten entsprechende Erscheinung statt, obwohl bei Gasen weder von einer eigentlichen Adhäsion noch Cohäsion gesprochen werden kann. Zwei Gase, welche in demselben Gefässe sind, durchdringen einander vollständig und jedes einzelne verhält sich so, als wenn das andere nicht vorhanden wäre. Sind zwei mit verschiedenen Gasen gefüllte Gefässe durch eine poröse Wand getrennt, so geht jedes der Gase durch die Poren in das andere Gefäss hinüber und zwar mit derjenigen Geschwindigkeit, wie sie nach dem Ausflussgesetz, proportional der Quadratwurzel, aus dem spezifischen Gewichte

eintreten muss. So kommt es, dass durch die poröse Wand in derselben Zeit von dem spezifisch leichteren Gas grössere Volumina hindurch gehen und den vorher etwa gleichmässigen Druck auf beiden Seiten der Wand jetzt auf derjenigen Seite erhöhen, wo das schwerere Gas war, und umgekehrt auf der anderen Seite erniedrigen.

Der Oberflächendruck.

72. Bei einer im Gleichgewicht befindlichen Flüssigkeit müssen alle Cohäsionskräfte, welche auf ein im Innern befindliches Molekül wirken, sich gegenseitig kompensieren. Wenn aber das betrachtete Molekül in sehr kleinem Abstande unter der freien Oberfläche sich befindet, so fallen die nach oben gerichteten Cohäsionskräfte zum Teil fort und es bleibt eine auf das Molekül nach dem Innern der Flüssigkeit zu gerichtete Resultante übrig. Hieraus entsteht der Oberflächendruck. Oberflächendruck.

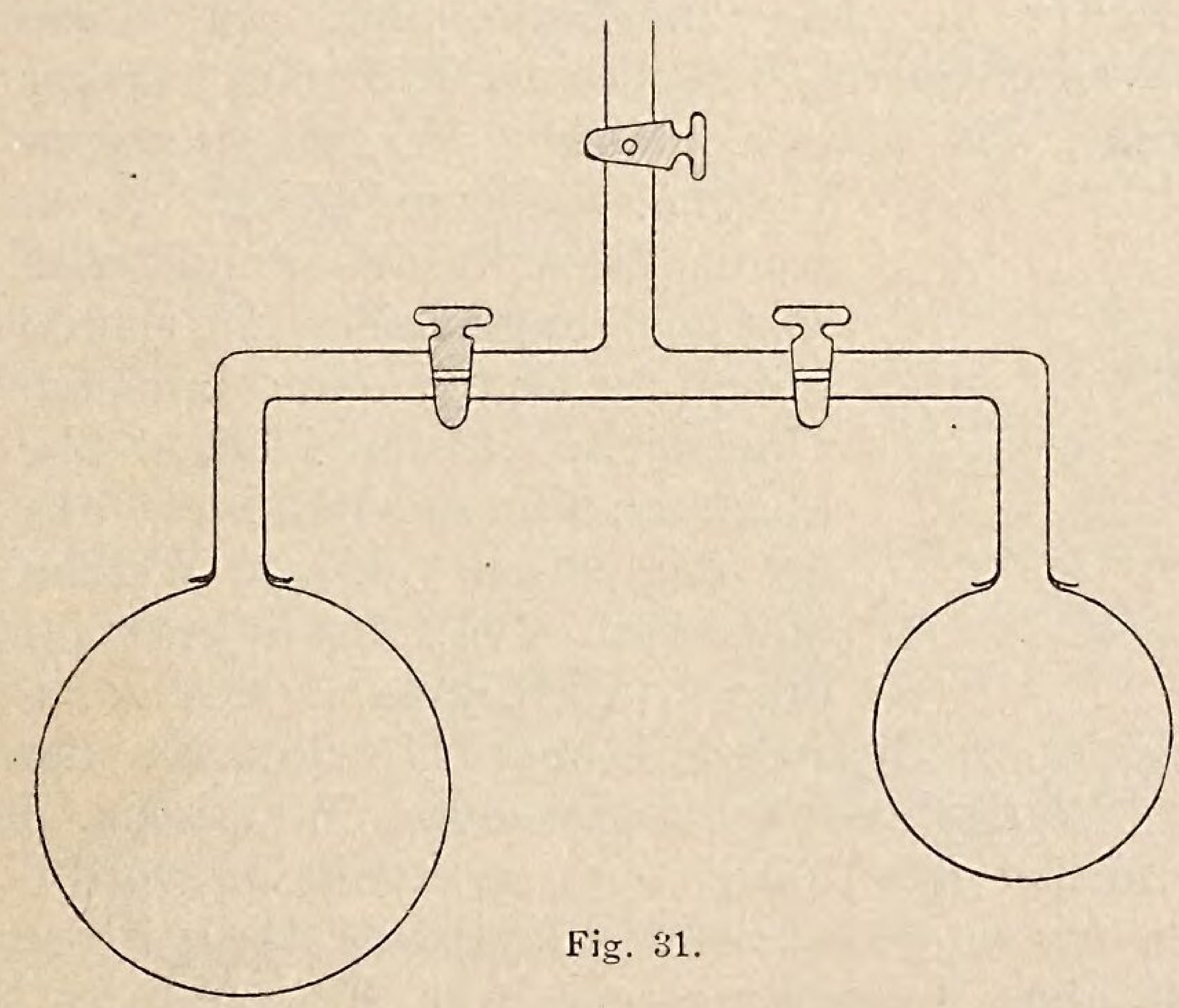


Fig. 31.

Derselbe ist von derselben Art, als wenn etwa die freie Oberfläche mit einer gespannten elastischen Membran überzogen wäre. Der Oberflächendruck ist am grössten bei einer stark konvexen Form der Oberfläche, kleiner bei ebenen und noch kleiner bei konkaven Oberflächen. Bei einer Seifenblase ist der Oberflächendruck der äusseren konvexen Fläche grösser als derjenige der inneren konkaven. Die eingeschlossene Luft besitzt deswegen auch einen grösseren Druck als die umgebende Luft. Je kleiner die Seifenblase ist, um so stärker ist diese Differenz. Bringt man (Fig. 31) an ein T förmiges Glasrohr mit passenden Absperrhähnen zwei Seifenblasen verschiedener

Grösse, so presst die kleinere Blase ihre Luft in die grosse hinein, bis sie selber zusammengeschwunden ist. Die Hähne sind hierbei so gestellt, dass die Blasen unter einander, aber nicht mit der äusseren Luft kommunizieren.

Die Kapillarität.

Kapillaritäts-Erscheinungen.

73. Taucht man in eine mit Wasser gefüllte Schale (Fig. 32) ein oben und unten offenes Glasrohr, so müsste nach dem einfachen hydrostatischen Gesetz der kommunizierenden Röhren das Niveau im Glasrohr genau ebenso hoch stehen, wie draussen und müsste durchaus eben sein. Man findet aber, dass dasselbe nicht eben, sondern konkav ist und merklich höher steht, als das Niveau ausserhalb. Diese als Kapillarität bezeichnete Erscheinung erklärt sich dadurch, dass die Cohäsion zwischen Glas und Wasser grösser ist als die Cohäsion des Wassers. Gesetzt, die Oberfläche im Glasrohr wäre eben, so muss ein gleichzeitig an der Oberfläche und am Glase liegendes Wassermolekül in seitlicher Richtung stärker an das Glas, als an das übrige Wasser gezogen werden. Gleichgewicht kann somit nicht bestehen und das Wasser steigt daher am Rande höher, wodurch eine konkave Oberfläche entsteht. Diese übt kleineren Oberflächendruck aus als die ebene äussere Fläche und somit steigt das Wasser im Innern des Rohres. Die Niveaudifferenz giebt in hydrostatischem Druckmasse den Unterschied der Oberflächenspannungen innen und aussen. Je kleiner der Durchmesser des Rohres, um so konkaver wird die innere Oberfläche, um so grösser die »kapillare Steighöhe«. Diese letztere ist dem Durchmesser des Rohres umgekehrt proportional. Hätte man Quecksilber anstatt Wasser genommen, so würde, da die Adhäsion desselben gegen Glas kleiner ist als seine Cohäsion, das Umgekehrte eingetreten sein, d. h. die Kuppe des Quecksilbers im Glasrohre wäre konvex und das Niveau tiefer als aussen. Dass ein Quecksilbertropfen aus einem Glasrohr nicht ausfliesst, welches unten enger wird (Fig. 33), erklärt sich daraus, dass der Oberflächendruck der unteren, stärker konvexen Kuppe denjenigen der oberen um eben so viel übersteigt, als dem hydrostatischen Drucke des Quecksilbers entspricht.

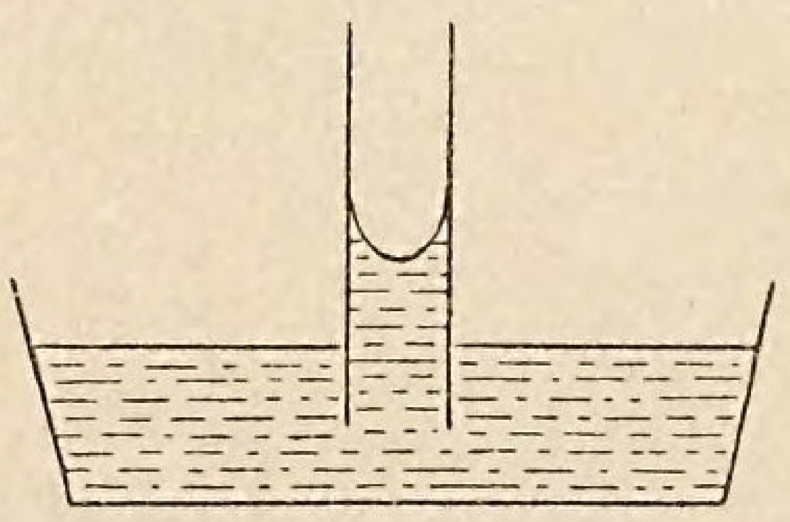


Fig. 32.

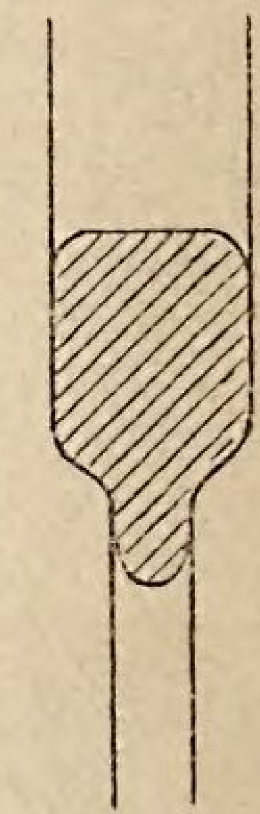


Fig. 33.

Die elastischen Kräfte.

74. Als Elastizität bezeichnet man die auf Molekularkräften beruhende Eigenschaft der meisten festen Körper, jeder Formänderung, welche durch äussere Kräfte bewirkt wird, einen Widerstand entgegenzusetzen und nach dem Verschwinden der äussern Kräfte die ursprüngliche Form wieder anzunehmen. Sobald diese Deformationen eine gewisse Grösse überschreiten, hört die Fähigkeit der Körper, in den früheren Zustand wieder zurückzukehren, auf. Der Körper zerreisst, bricht oder verbiegt sich dauernd — die Grenze der Elastizität ist überschritten. Je grösser die Deformationen sind, welche noch innerhalb der Grenze der Elastizität möglich sind, um so elastischer wird ein Körper im gewöhnlichen Sprachgebrauch genannt. In diesem Sinne ist Kautschuk sehr elastisch, Stahl und Glas wenig elastisch (spröde), ebenso Eisen und Wachs wenig elastisch (weich). Allgemeine Definition der Elastizität.

Ihrer Art nach unterscheidet man 1. Deformationen durch Längsdehnung oder durch Kontraktion (Zugelastizität); 2. Deformationen durch Biegung (Biegungselastizität); 3. Deformationen durch Drehung (Torsionselastizität).

Für alle Deformationen gilt das allgemeine elastische Grundgesetz: Die Grösse der Deformation ist der Grösse der deformierenden Kraft (und somit auch der elastischen Rückkehrkraft) proportional. Elastisches Grundgesetz.

75. Wird ein Draht mit seinem oberen Ende fest eingespannt und wird derselbe durch ein am unteren Ende angehängtes Gewicht P gespannt, so tritt eine Verlängerung Λ des Drahtes ein, proportional dem Gewichte P; jede weitere Zulage $p_1, p_2 \ldots$ zu P bewirkt proportionale Verlängerungen $\lambda_1, \lambda_2 \ldots$, so dass also Zug-Elastizität.

$$P : \Lambda = p_1 : \lambda_1 = p_2 : \lambda_2 = \cdots$$

Die absolute Grösse der Verlängerung hängt ferner nicht bloss von der absoluten Grösse der Kraft ab, sondern auch von der Länge, welcher sie direkt proportional, und vom Querschnitt, dem sie umgekehrt proportional ist, und ausserdem von einem, jedem Körper eigentümlichen Elastizitätskoeffizienten ε, so dass

$$\lambda = \frac{\varepsilon . L . P}{Q}.$$

Misst man, wie das üblich ist, die Gewichte P nach Kilogrammen, den Querschnitt Q nach Quadratmillimetern, so würde für $P = 1$ kgr, $Q = 1$ qmm, $\varepsilon = \frac{\lambda}{L}$ sein. Der Elastizitätskoeffizient ist also das Verhältnis der Verlängerung zur ganzen Länge,

wenn der Querschnitt 1 qmm und das Gewicht 1 kgr ist. Den reziproken Wert von ε, also $\frac{1}{\varepsilon}$, nennt man den Elastizitätsmodul (der Zugelastizität). Derselbe beträgt beispielsweise beim Stahl 18000. Das bedeutet, dass ein Stahldraht von 1 qmm Querschnitt durch eine Belastung von 1 kgr eine Verlängerung von $\frac{1}{18000}$ erfährt. Würde man an denselben Draht das Gewicht von 18000 Kilo anhängen, so wäre die Verlängerung gleich der ursprünglichen Länge (falls dies überhaupt die Grenze der Elastizität zulassen würde) und somit kann man auch den Elastizitätsmodul definieren als dasjenige Gewicht in Kilogrammen, welches einen Draht vom Querschnitte 1 qmm um seine eigene Länge ausdehnen würde. — Körpern mit grossem Elastizitätsmodul kommt also in ganz anderem Sinne, als dem oben genannten, die Eigenschaft grosser Elastizität zu.

Biegungs-Elastizität.

76. Wird ein stabförmiger Körper an einem Ende horizontal eingeklemmt und belastet man das freie Ende, so sinkt dieses unter Biegung des Stabes um ein Stück s, welches wiederum der Grösse der Belastung proportional, ferner direkt proportional der dritten Potenz der Länge des Stabes, umgekehrt proportional der Breite und der dritten Potenz der Höhe des Stabes ist. Ausserdem hängt s wiederum von einem der Substanz eigentümlichen Elastizitätskoeffizienten ab. Legt man beide Enden des Stabes frei auf zwei Schneiden und bewirkt die Durchbiegung durch ein in der Mitte angehängtes Gewicht, so ist s in derselben Weise von Belastung, Länge, Höhe, Breite abhängig, aber seinem absoluten Werte nach 16mal kleiner als in dem ersteren Falle.

Torsions-Elastizität.

77. Ein Draht sei an seinem oberen Ende fest eingeklemmt. Das untere Ende sei an die Mitte eines horizontalen Stabes geknüpft. Derselbe nimmt eine bestimmte Gleichgewichtslage ns an (Fig. 34). Der Punkt d deutet das untere Drahtende an. Wir lassen auf den Stab ein Drehungsmoment $D = 2p.l$ wirken. Dann dreht sich der Stab in der Horizontalebene soweit (um den Winkel φ), bis die entstehende elastische Gegenkraft des gedrehten Drahtes dem Drehungsmomente D gleich wird.

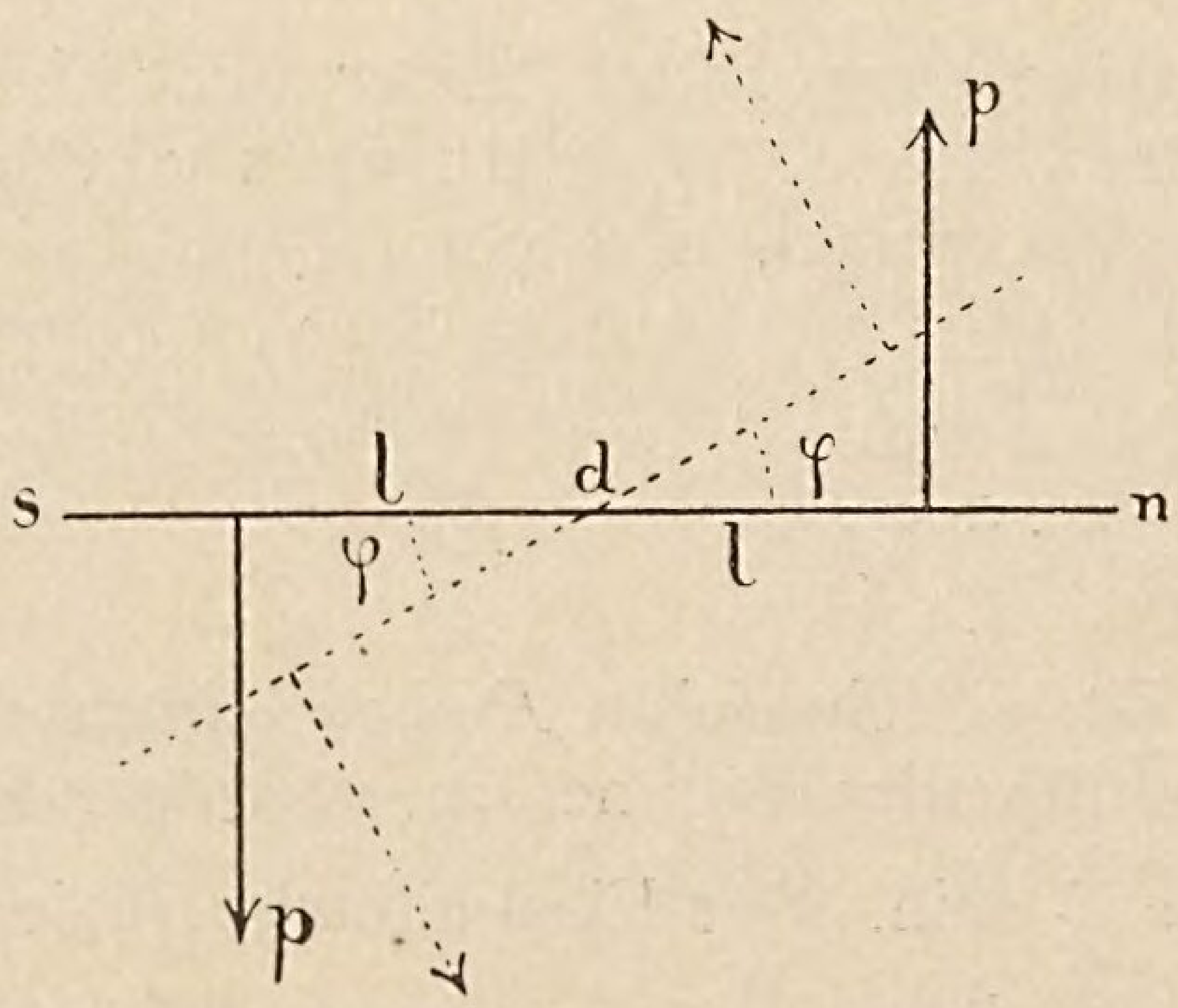


Fig. 34.

Der Drehungswinkel φ ist jetzt das Mass der Deformation und derselbe ist nach dem allgemeinen elastischen Grundgesetz proportional der deformierenden Kraft, die in diesem Falle durch D dargestellt ist. Ferner ist φ bei gleichem Drehungsmomente um so grösser, je grösser die Länge des Drahtes und je kleiner das Quadrat des Querschnittes Q des Drahtes ist. Ausserdem hängt φ von einem Torsionskoeffizienten oder dem reziproken Werte desselben, dem Torsionsmodul G, ab. Es ist daher φ oder, wenn wir zweckmässig nicht φ selbst, sondern sein Verhältnis zu einer ganzen Umdrehung, d. h, zu 360° in Rechnung ziehen

$$\frac{\varphi}{360} = \frac{1}{G} \frac{D \, . \, L}{Q^2}$$

Macht man das Drehungsmoment so gross, dass $\varphi = 360^0$ wird, und nimmt zugleich für Q 1 qmm und für L 1 mm, so würde

$$1 = \frac{1}{G} \, . \, \frac{D \, . \, 1}{1} \text{ oder } G = D \text{ sein,}$$

d. h. der Torsionsmodul G ist dasjenige Drehungsmoment, welches einen Draht von dem Querschnitte eines Quadrat-Millimeters und der Länge eines Millimeters (wenn dies die Elastizitätsgrenze zuliesse) um 360° drehen würde. Hierbei legt man für die Berechnung von D als Krafteinheit das Kilogrammgewicht und als Längeneinheit das Millimeter zu Grunde.

78. Der so definierte Torsionsmodul steht in einer einfachen, von Poisson ermittelten Beziehung zu dem (Zug-) Elastizitätsmodul E. Es ist nämlich *Das Poisson'sche Verhältnis.*

$$G = \frac{E}{2(1+\mu)}$$

worin μ das sogenannte Poisson'sche Verhältnis der zugleich bei der Zugelastizität auftretenden seitlichen Querkontraktion zu der Verlängerung bedeutet. Diese Konstante μ hat für Stahl den Wert 0,294 (Kirchhoff), für Glas 0,23—0,25, für Kautschuk 0,45—0,50. Für Stahl würde demnach $G = \frac{18000}{2 \times 1{,}294} =$ rund 7000 sein. Wie gross wird hiernach beispielsweise jede der Kräfte p in Fig. 34 sein müssen, wenn der Stahldraht, an dem der Arm ns hängt, 1 m lang ist und 1 mm Durchmesser hat, wenn die Kräfte p einen Abstand von 1 cm von einander oder ½ cm von dem Draht haben, und wenn eine vollständige Umdrehung des unteren Drahtendes um 360° durch das Drehungsmoment bewirkt werden soll? Es ist in diesem Beispiel $G = 7000$; $L = 1000$ mm; $Q = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \pi$; $Q^2 = \frac{1}{16}\pi^2$; *Beispiel.*

5

$\frac{\varphi}{360} = 1$. Mithin $1 = \frac{1}{7000} \cdot \frac{D \cdot 1000}{\frac{1}{16} \cdot \pi^2}$ oder $D = \frac{7}{16} \cdot \pi^2 = 4{,}3$. Da $D = 2\,p \,.\, l$ und $l = {}^1/_2$ cm $= 5$ mm, so ist $D = 10\,p$, also $p = 0{,}43$ kg. Wäre der Stahldraht nur ${}^1/_{10}$ mm dick angenommen, so würde Q^2, welches mit der 4^ten^ Potenz von r abnimmt, nur den 10000^sten^ Teil betragen haben und für die Kräfte p hätte sich nur 0.043 gr ergeben. Hätte man ferner nicht eine volle Umdrehung des unteren Drahtendes, sondern nur etwa $8^1/_2$ Grad verlangt, so wäre p nur $\frac{0{,}043 \times 8^1/_2}{360} =$ rund 0,001 gr. Aus diesem Beispiel ist zu erkennen, dass bei Anwendung genügend feiner Drähte nur sehr kleine Kräfte erforderlich sind, um eine merkbare Torsion hervorzubringen. Da zu gleicher Zeit die Torsionswinkel sehr bequem und genau ablesbar sind und die Proportionalität zwischen Torsionswinkel und Drehungsmoment eine vollkommene ist, so eignet sich die Torsion der Drähte ganz hervorragend gut zur Messung sehr kleiner Kräfte, für welche die Wage nicht mehr ausreichend empfindlich ist (Coulomb's und Ritchie's Torsionswage).

Elastische Schwingungen.

79. Wird derselbe in Fig. 34 skizzierte Apparat durch Drehen des horizontalen Stabes $n\,s$ aus seiner Gleichgewichtslage um den Winkel φ gebracht und nun sich selbst überlassen, so kehrt er in die Gleichgewichtslage mit zunehmender Geschwindigkeit zurück, überschreitet dieselbe nach der andern Seite um den gleichen Winkel und macht so pendelartige Schwingungen. Die elastischen Kräfte, welche in jedem Augenblicke als Drehungsmomente auf den Stab wirken, sind, wie wir gesehen haben, proportional den Ablenkungswinkeln von der Gleichgewichtslage. Mithin findet hier genau die gleiche Veränderung der Kräfte während einer Schwingung statt, wie das bei dem Pendel der Fall war, wenn seine Amplituden so klein waren, dass man die sinus des Ablenkungswinkels dem Winkel selber gleichsetzen konnte. Es gilt daher für Torsionsschwingungen, und zwar nun nicht mehr bloss für unendlich kleine Ausschläge, sondern für beliebig grosse Amplituden die nämliche Formel der Schwingungsdauer, wie sie oben für das physische Pendel angegeben ist. Unter dem Wurzelzeichen steht im Zähler das Trägheitsmoment M des schwingenden Körpers, und während beim Pendel im Nenner dasjenige Drehungsmoment stand, welches für $\sin \varphi = 1$ oder für 90^0 Ablenkung durch die Schwere bewirkt wurde, so tritt hier dasjenige Drehungsmoment D_1 auf, welches bei einer Ablenkung des absoluten Winkels $\varphi = 1$ oder $\varphi = \frac{360}{2\pi} = 57^0\,17'\,47''$ vorhanden ist, d. h.

$$D_1 = \frac{1}{2\pi} \cdot G \cdot \frac{Q^2}{L} = \frac{\pi}{2} \cdot G \cdot \frac{r^4}{L},$$

wenn r der Radius des Drahtes ist. Die Schwingungsdauer wird somit

$$t = \pi \sqrt{\frac{M}{D_1}}.$$

Dieselben Gesetze der Pendelschwingungen finden auch bei den durch Biegungselastizität (Stimmgabelschwingungen) oder Zugelastizität (Longitudinalschwingungen) hervorgerufenen Schwingungen statt.

80. Ist ein Körper durch äussere Kräfte innerhalb der Elastizitätsgrenze deformiert worden und lässt man die letzteren verschwinden in so kontinuierlicher Weise, dass keine elastische Schwingung um die Gleichgewichtslage eintritt, so kehrt der Körper nicht sofort vollkommen in die alte Form zurück. Dieser Rest der Deformation ist absolut genommen gewöhnlich ein sehr kleiner, kann aber bei sehr feinen Untersuchungen doch bemerkbar und störend auftreten. Er ist um so grösser und verschwindet um so langsamer, je grösser die Deformation war und je länger der deformierte Zustand andauerte. So haben gewisse Glassorten, aus denen früher die Thermometer gefertigt wurden, die Eigenschaft der elastischen Nachwirkung in merklichem Grade. Nach Erwärmung und Ausdehnung der Glaskugel des Thermometers und nachheriger Abkühlung bleibt die Kugel längere Zeit (Wochen und Monate) grösser als ihrem ursprünglichen Volumen entsprach. Bei übermässig lang andauernder Deformation, selbst wenn dieselbe innerhalb der Elastizitätsgrenze ist, kann sogar eine auch nach dem Verschwinden der Kräfte dauernd bleibende Deformation eintreten (molekulare Umlagerung, Plastizität). Elastische Nachwirkung.

81. Da weder bei Flüssigkeiten noch Gasen von einer bestimmten Gleichgewichtslage ihrer geometrischen Form gesprochen werden kann, so bekundet sich die durch äussere Kräfte bewirkte Deformierung lediglich in einer Volumverminderung oder Kompression. Bezüglich der Kompression der Flüssigkeiten ist auf 67 zu verweisen. Die Kompression der Gase wird durch das Boyle-Mariotte'sche Gesetz vollständig beschrieben. Elastizität der Flüssigkeiten und Gase.

Viertes Kapitel.

Wellenlehre.

Allgemeine Eigenschaften der Wellen.

Entstehung und Gesamt-Erscheinung der Wellen.

82. Eine Welle ist derjenige Bewegungszustand eines festen, flüssigen oder gasförmigen Körpers, bei welchem alle in einer Reihe liegenden Teilchen desselben gleichartige Oscillationen um ihre Gleichgewichtslage ausführen, mit der Einschränkung jedoch, dass entweder die Schwingungsweiten oder die Zeitpunkte, in denen die Gleichgewichtslage passiert wird, eine regelmässige Aufeinanderfolge von Punkt zu Punkt bilden. In jedem Augenblick ist die Gesamterscheinung eines in wellenförmiger Bewegung befindlichen Körpers dadurch gekennzeichnet, dass die Abweichungen der einzelnen Punkte von ihrer Gleichgewichtslage in regelmässigen räumlichen Abschnitten kontinuierlich zu- und abnehmen. Eine wellenförmige Bewegung kommt zu stande, wenn durch momentan wirkende äussere Kräfte eine Störung in der Gleichgewichtslage eines Teilchens eintritt. Die hierbei auftretenden elastischen oder auch hydrostatischen Kräfte, welche von den benachbarten Körperteilen auf das gestörte Teilchen ausgeübt werden, sind von einer gleichgrossen Rückwirkung begleitet, so dass diese benachbarten Teile selbst aus ihrer Gleichgewichtslage gezogen werden und so die Störung an einer Stelle durch den ganzen Körper fortpflanzen. Die Geschwindigkeit dieses Fortschreitens einer Störung heisst Fortpflanzungsgeschwindigkeit.

Die Bewegungsarten der Wellen.

Bewegungsart des einzelnen Teilchens einer Welle.

83. Die Form und Eigenschaften einer Welle beruhen zunächst auf der Bewegungsart der einzelnen Teilchen des Körpers. Diese ist bei allen Wellen eine oscillierende, die Gleichgewichtslage periodisch hin und zurück überschreitende. Der Eindruck, als ob sich z. B. bei einer Wasserwelle eine und dieselbe Wassermasse über die Oberfläche des Wassers hinwälzte, ist nur ein Schein. Jedes einzelne Wasserteilchen beschreibt eine geschlossene, kreis- oder ellipsenförmige, um seine ursprüngliche Gleichgewichtslage als Mittelpunkt gelegene Bahn. Ein gemeinsames Grundgesetz regelt bei allen in Betracht kommenden Wellen die Bewegungsart des einzelnen Teilchens. Es ist dies dasselbe Gesetz, welches bei jeder

elastischen Deformation gilt und welches aussagt, dass die Grösse der rücktreibenden Kraft der Grösse der Abweichung von der Gleichgewichtslage proportional ist. Mit Hülfe dieser Beziehung lässt sich ebenso wie für die Bewegung der Pendelkugel berechnen, welches in jedem Augenblicke der Bewegung die Lage des oscillierenden Teilchens ist. Das Resultat einer solchen mathematischen Analyse ist in einfacher Weise durch eine graphische Konstruktion angebbar.

Geradlinige, elliptische, kreisförmige Schwingungen.

Es ist nämlich je nach der Art der ursprünglichen Störung die Bahn des oscillierenden Teilchens entweder eine geradlinige, elliptische oder kreisförmige. In letzterem Falle ist die Geschwindigkeit der Bewegung eine gleichförmige, es werden also in gleichen Zeiten gleiche Abschnitte des Kreises zurückgelegt. In dem Falle einer elliptischen oder einer geradlinigen Bewegung auf der Strecke ACB (Fig. 35) befindet sich der oscillierende Punkt in jedem Augenblicke an derjenigen Stelle der Bahn, für welche der Abstand von der senkrechten CD derselbe ist, wie für einen auf dem Kreise mit gleichförmiger Geschwindigkeit umlaufenden Punkt. Mit anderen Worten, ein in der Richtung CD aus grosser Entfernung in der Ebene der Zeichnung blickendes Auge würde keinen Unterschied in den drei Fällen der Bewegungsart bemerken. Die ganze Umlaufszeit, bezw. die Zeit eines vollständigen Hin- und Herganges auf der Geraden ACB, ist in allen drei Fällen dieselbe und unabhängig von der Weite der Schwingung. Diese Zeit t wird, in Sekunden ausgemessen, Schwingungsdauer genannt und $n = \frac{1}{t}$ ist die Zahl der Schwingungen per Sekunde. Die Form einer ganzen Welle lässt sich nun mit Hilfe dieser Betrachtungen ableiten.

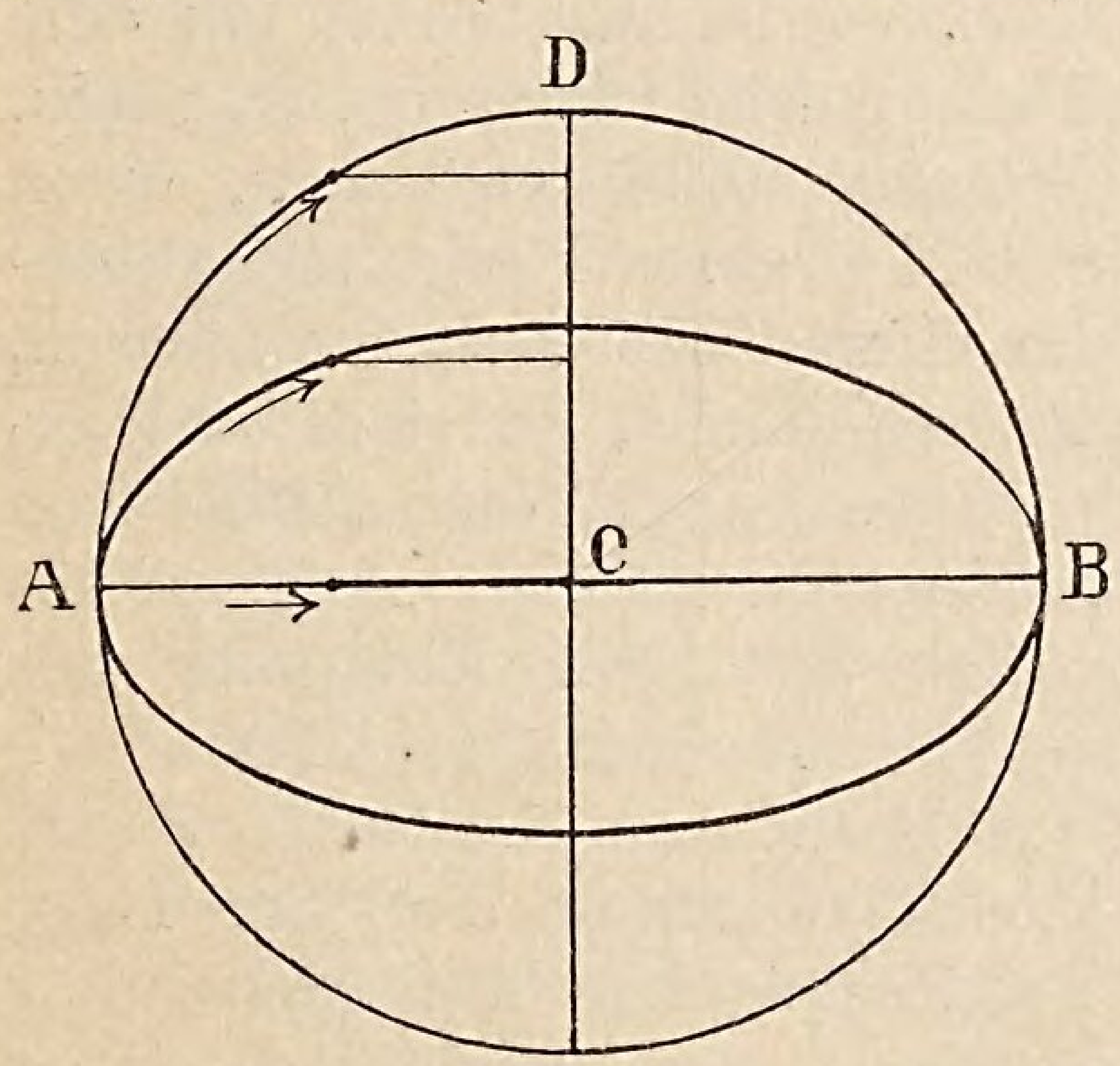


Fig. 35.

Transversale fortschreitende Wellen.

84. Eine sehr einfache Art von Wellenbewegung entsteht, wenn einem Teilchen eines linear gestreckten Körpers ein einmaliger seitlicher Impuls gegeben wird. Es mögen in Fig. 36 die Punkte 0, 1, 2 . . . 12 einem elastischen Körper angehören. Der Punkt 0 möge zur Zeit 0 einen Stoss erhalten, der ihn bis a ausschwingen lässt, so dass derselbe Oscillationen auf der Linie $a\ b$ macht. Diese Erschütterung pflanzt sich auf die

folgenden Punkte 1, 2 . . . fort. Als Punkt 12 sei dasjenige Teilchen des Körpers bezeichnet, welches gerade in dem Augenblicke erschüttert wird, in welchem der Punkt 0 einen vollständigen Hin- und Hergang 0 *a* 0 *b* 0 vollendet hat. Dieser Zeitraum von der ersten Erschütterung des Teilchens 0 bis zu derjenigen von Teilchen 12 ist schon als Schwingungsdauer *t* bezeichnet. *t* ist also zugleich diejenige Zeit, in welcher die Erschütterung von 0 bis 12 fortschreitet. Wo werden sich nun zur Zeit *t* die zwischen 0 und 12 in gleichen Abständen gewählten Punkte befinden, von denen wir annehmen, dass sie alle der Reihenfolge nach die gleiche Schwingungsweite = *ab* erhalten? Der Punkt 1, welcher erst zur Zeit $\frac{t}{12}$ angefangen hat, nach unten auszuschwingen, hat erst $^{11}/_{12}$ seiner vollständigen Schwingungsdauer hinter sich und wird daher noch um eine gewisse Strecke *e* von seiner Gleichgewichtslage entfernt sein. Wir finden nach dem oben Gesagten diese Grösse *e*, wenn wir hilfsweise auf einem Kreise *D A B* einen Punkt mit gleichförmiger Geschwindigkeit und der Umlaufszeit *t* rotieren lassen, von *D* in demselben Momente beginnend, in dem das erschütterte Teilchen nach unten ausschwingt. Nach Ablauf von $^{11}/_{12}$ *t* ist der rotierende Hilfspunkt von *D* über *A* 0, *B* bis zu einem Punkte δ gekommen, den wir durch Einteilung des Kreises in 12 gleiche Teile finden. Der Abstand dieses Punktes δ von *D C* muss nun gleich dem gesuchten Abstande *e* des Punktes 1 sein. In derselben Weise bestimmt sich die Lage der anderen Punkte 2 . . . 11 zur Zeit *t*. Da ihre Abstände *e* den sinus Linien der Winkel φ, 2 φ . . . 3 φ gleich sind, so ist

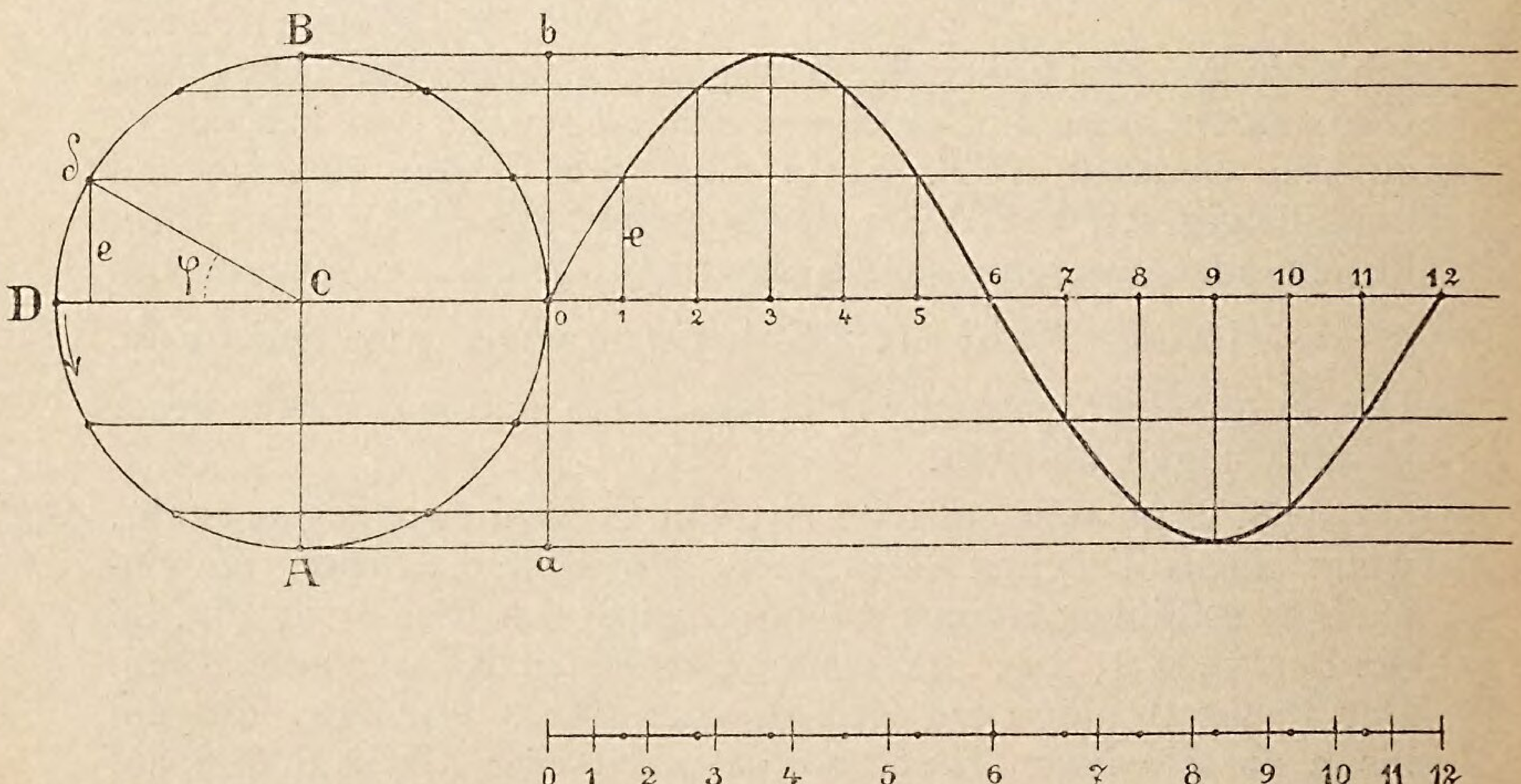


Fig. 36.

die Kurve, auf welcher sich zu gleicher Zeit die 12 Punkte und zugleich natürlich auch die zwischen ihnen liegenden befinden, eine Sinuskurve und wird als Wellenlinie bezeichnet.

Die Punkte 0, 1 . . . 12 beginnen ihre Schwingung zeitlich nach einander. Zu derselben Zeit haben sie alle verschieden grosse Teile eines Hin- und Herganges zurückgelegt. Sie befinden sich, wie der technische Ausdruck lautet, in verschiedener Phase ihrer Bewegung. So ist zur Zeit t der Punkt 11 in der Phase $^1/_{12}$, der Punkt 10 in der Phase $^2/_{12}$ u. s. w.

Zur Zeit $t + \frac{1}{12} t$ wird der Punkt 0 um das Stück e nach unten ausgeschwungen sein (Phase $^1/_{12}$), Punkt 1 hat seine Gleichgewichtslage erreicht, Punkt 2 befindet sich in der Höhe e u. s. f. Die gesamte Wellenlinie wird also parallel mit sich um das Stück 0 1 nach rechts verschoben sein. Nach Verlauf von abermals t-Sekunden wird die ganze Wellenlinie um das Stück 0—12 nach rechts verschoben sein und eine inzwischen von links hergekommene benachbarte Wellenlinie nimmt die in der Fig. 36 gezeichnete Lage ein. Die so beschriebene Wellenbewegung ist eine transversale, die wir zugleich als eine fortschreitende bezeichnen, weil die gesamte Wellenformation in der Richtung der fortschreitenden Erschütterung fortschreitet. (Wellenform des linear-polarisierten Lichtstrahles, siehe 180.)

Die Strecke 0—12 wird Wellenlänge λ genannt. Sie enthält einen Wellenberg und ein Wellenthal. Die Geschwindigkeit c ihres Fortschreitens ist dieselbe, mit welcher sich die Erschütterung fortpflanzt und ist

Wellenlänge und Schwingungszahl.

$$c = \frac{\lambda}{t}.$$

Ist $n = \frac{1}{t}$ die Zahl der Oscillationen per Sekunde, die Schwingungszahl, oder was dasselbe ist, die Anzahl von Wellenlängen, um welche sich in 1 Sekunde eine Welle fortschiebt, so wird

$$c = n \, . \, \lambda.$$

Dieser Formel kommt eine fundamentale, für alle verschiedenen Arten von Wellen gültige Bedeutung zu.

Eine Modifikation der transversalen fortschreitenden Welle ist es, wenn die einzelnen Punkte des Körpers nicht, wie soeben angenommen, Oscillationen auf einer geraden Linie $a\,b$ machen, sondern Kreise durchlaufen, die in einer senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung gelegenen Ebene liegen und deren Mittelpunkte die Gleichgewichtslagen der Teilchen sind. Diese Kreise in Fig. 36, auf die Zeichnungsebene projiziert, würden also durch Linien $a\,b$ dargestellt sein. Die aufeinander folgenden Teilchen 0, 1, 2 . . . 12 beginen ihre Rotationen

Transversale Wellen, bei denen die Schwingungen aus der Ebene heraustreten.

nach einander. In irgend einem Augenblicke würden sie nun eine Linie bilden, welche nicht mehr die in der Zeichnungsebene liegende sinus-Linie, sondern diejenige Schraubenlinie ist, deren Projektion eben dieselbe sinus-Linie darstellt. Je nach der Rotationsrichtung der einzelnen Teilchen ist die Schraubenlinie eine rechts- oder linksgängige. (Wellenform des rechts oder links zirkular-polarisierten Lichtes.) Eine Zwischenform ist die, bei welcher die einzelnen Teilchen-Ellipsen um ihre Gleichgewichtslagen beschreiben und zwar auch in Ebenen, die senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung stehen und sich in Fig. 36 gleichfalls als gerade Linien *ab* projizieren würden. (Wellenform des elliptisch-polarisierten Lichtes.)

Longitudinale, fortschreitende Wellen.

85. Bei den longitudinalen, fortschreitenden Wellen findet die Schwingung der in der geraden Linie der Fortpflanzungsrichtung liegenden Teilchen in dieser selben Geraden statt. Das Bewegungsgesetz der Einzelschwingung jedes Teilchens ist wieder dasselbe, wie bei den Transversalwellen. Von einer eigentlichen Wellenlinie kann hier nicht gesprochen werden, da alle Teilchen immer in derselben Geraden bleiben. Dagegen verändern sich die Abstände der einzelnen Teilchen in periodischer Weise. Es findet also in der Fortpflanzungslinie abwechselnd Verdichtung und Verdünnung statt. Konstruiert man wieder nach denselben Regeln die gleichzeitige Lage der einzelnen Teilchen zu irgend einer Zeit, etwa t, indem man die Phase derselben kontinuierlich von Punkt zu Punkt wachsen lässt, und rechnet man als Wellenlänge diejenige Strecke, um welche zwei in gleicher Phase befindliche Teilchen getrennt sind, so findet sich auf dieser Strecke eine Stelle grösster und eine Stelle kleinster Dichtigkeit. Diese wechseln in der ganzen Linie ebenso ab wie Wellenberg und Wellenthal bei den Transversalwellen; nur fallen Verdichtung und Verdünnung hier mit denjenigen Teilchen zusammen, welche gerade durch ihre Gleichgewichtslage gehen, während Wellenberg und -Thal bei denjenigen Punkten lagen, die gerade ihre grösste Elongation von der Gleichgewichtslage hatten (Wellenform der fortschreitenden Schallwellen). Die Konstruktion der Lage der 12 Teilchen zur Zeit t ist in dem unteren Teile der Fig. 36 gemacht. Es ist dabei der Deutlichkeit der Zeichnung wegen angenommen, dass die Schwingungsweite $^1/_5$ soviel betrage wie die transversale Elongation. Es ist daher die Lage jedes der 12 Teilchen um den fünften Teil der gerade darüber in dem oberen Teil der Figur liegenden Strecken e nach links bezw. nach rechts verschoben und durch kleine senkrechte Querstriche angedeutet. Die Verdichtung an den Punkten 0 und 12, die Verdünnung an dem Punkte 6 tritt deutlich hervor.

86. Eine Uebergangsform zwischen der transversalen und longitudinalen fortschreitenden Welle ist es, wenn die einzelnen Teilchen kreisförmige Bahnen beschreiben in einer Ebene, die mit der Fortpflanzungsrichtung zusammenfällt. In Fig. 36 beschreiben hierbei die Teilchen 0...12 Kreise, deren einer Durchmesser mit der Richtung 0—12 zusammenfällt. Erschüttert man eine glatte Wasserfläche etwa durch einen hineingeworfenen Stein, so entsteht eine solche Bewegung. Legt man nämlich eine senkrechte Schnittebene durch den Erschütterungspunkt, so beschreiben die in dieser Schnittfläche liegenden Oberflächenteilchen kreisförmige Bahnen (E. H. und W. Weber) in senkrechter Ebene, deren Gesamtbild zu irgend einer Zeit die in Fig. 36 dargestellte Wellenlinie zeigt. Die tiefer liegenden Wasserteilchen beschreiben in derselben senkrechten Ebene Ellipsen, deren grosse Axe in die Fortpflanzungsrichtung fällt (Wellenform der Flüssigkeitswellen). Wasserwellen.

87. Eine allgemeine Vorbedingung für das Zustandekommen fortschreitender Wellen ist es, dass der Körper, dessen Teile in Schwingungen versetzt werden, wenigstens nach einer Richtung als unendlich lang betrachtet werden kann. Bei den Flüssigkeitswellen oder den Schallwellen ist das erschütterte Medium von der Erschütterungsstelle aus nach je zwei diametral gegenüberliegenden Richtungen als ein solches unendlich ausgedehntes zu betrachten. Die beiden diametral gegenüberliegenden Wellenlinien sind in jedem Moment so gelegen, dass sie symmetrisch zur Mitte mm sind (Fig. 37). Da sich bei Wasserwellen vom Erschütterungszentrum aus nach allen Richtungen Wellenlinien bilden, die mit gleicher Geschwindigkeit fortschreiten, so entstehen konzentrische Kreise von Wellenbergen und -Thälern, welche nach aussen fortschreiten, und dabei an Höhe allmählich abnehmen. Bei dem ähnlichen Vorgang der kugelförmig in der Luft sich ausbreitenden Schallwellen nimmt die Schwingungsweite noch schneller nach aussen hin ab. Es ist daher für eine Uebertragung auf grosse Distanzen eine wiederholte, in gleichem Tempo erfolgende Erschütterung notwendig. Ausbreitung der Wellen von einem Erschütterungs-Zentrum aus.

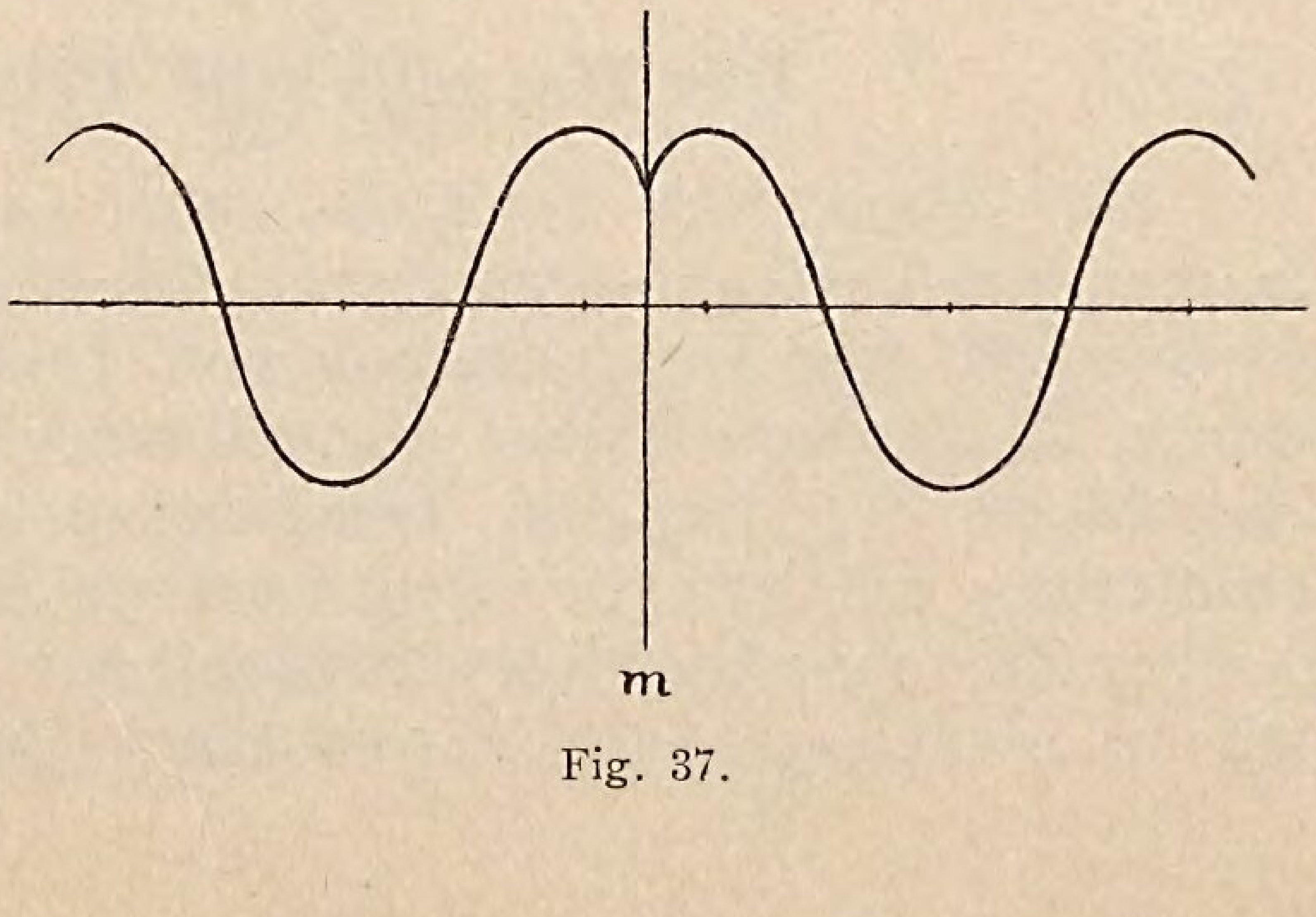


Fig. 37.

Beziehung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit zur Elastizität und Dichtigkeit des Mediums.

88. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c ist mit der Wellenlänge λ und der Schwingungszeit t durch die schon genannte Relation verbunden $c = \frac{\lambda}{t}$. Wenn nun in zwei verschiedenen räumlich ausgedehnten Medien durch eine passend gewählte Anzahl von Erschütterungsimpulsen per Sekunde die gleiche Wellenlänge hervorgerufen wird, so müssen sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten in beiden Medien umgekehrt verhalten, wie die Schwingungszeiten der einzelnen Teilchen. Diese aber unterliegen der allgemeinen Formel für die Schwingungszeiten pendelartiger Bewegungen, welche der Quadratwurzel aus den zu bewegenden Massen direkt und den wirkenden Kräften indirekt proportional sind. Die Massen finden in diesem Falle ihren Ausdruck durch die Dichtigkeit der Medien, während die Kräfte durch den Elastizitätsmodul gemessen werden. Daher werden sich die Schwingungszeiten t_1 und t_2 in zwei verschiedenen Medien bei gleicher Wellenlänge verhalten wie $\sqrt{\frac{d_1}{e_1}} : \sqrt{\frac{d_2}{e_2}}$, wenn d_1 und d_2 die Dichtigkeiten, e_1 und e_2 die elastischen Kräfte sind, welche bei Verschiebungen der Teilchen auftreten. Für die beiden Fortpflanzungsgeschwindigkeiten gilt daher $c_1 : c_2 = \sqrt{\frac{e_1}{d_1}} : \sqrt{\frac{e_2}{d_2}}$ oder es ist allgemein $c = \sqrt{\frac{e}{d}}$.

Diese wichtige Formel sagt aus, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit unabhängig ist von der Schwingungsweite, unabhängig ist von der Wellenlänge, direkt proportional der Quadratwurzel aus den elastischen Kräften e des Mediums und indirekt proportional der Quadratwurzel aus der Dichtigkeit des Mediums. Ist das Medium ein Gas (atmosphärische Luft), so ist e einfach gleich dem am Barometer abgelesenen Drucke zu setzen, wozu übrigens noch eine weiter unten 118. zu besprechende Korrektion tritt.

Das Huygens'sche Prinzip.

Wellenfläche.

89. Wenn sich in einem nach allen Richtungen des Raumes gleichartigen (homogenen) Medium von einer Stelle O aus (Fig. 38) eine Erschütterung von Teilchen zu Teilchen fortpflanzt, so werden offenbar alle auf einer mit O konzentrischen Kugelfläche AB liegende Teilchen zu gleicher Zeit die Erschütterung erhalten, bei den weiteren Schwingungen stets zu gleicher Zeit ihre Gleichgewichtslage passieren und zu gleicher Zeit an Stellen grösster Verdichtung oder Verdünnung bezw.

auf Wellenberg oder Wellenthal sich befinden. Die Gesamtheit dieser gleichweit von *O* entfernten Teilchen bildet eine Wellenfläche. Anstatt sich vorzustellen, dass die Erschütterung sich auf geraden von *O* ausgehenden Linien fortpflanzt, kann man auch die Huygens'sche Vorstellung einführen, dass jedes einzelne schwingende Teilchen wieder die Rolle eines Erschütterungszentrums spielt und kugelförmige Wellen um sich verbreitet. Konstruiert man diese Partialwellen für einen bestimmten Zeitpunkt, etwa für alle auf *A B* liegenden Teilchen, so haben diese lauter gleich grosse Radien. Die Gesamtheit dieser Kugelflächen wird eingehüllt von einer mit *O* und *A B* wiederum konzentrischen Kugelfläche *C D* und es ist gleichgültig, ob man annimmt, dass die auf *C D* liegenden Teilchen ihre Erschütterung auf dem Wege eines Radius erhalten haben, oder ob diese als die Resultante aller auf dieselben wirkenden Partialwellen betrachtet wird. *C D* ist jedenfalls wieder eine Wellenfläche und die fortschreitende Richtung derselben fällt mit dem Radius oder ihrer Flächennormale zusammen. Wenn *A B* und *C D* sehr weit vom Zentrum *O* entfernt sind, oder mit andern Worten, wenn sie unendlich kleine Teile der ganzen Kugel darstellen, so geht die durch sie repräsentierte Wellenfläche in eine Ebene über und diese ebene Wellenfläche schreitet in der Richtung ihrer Normalen fort.

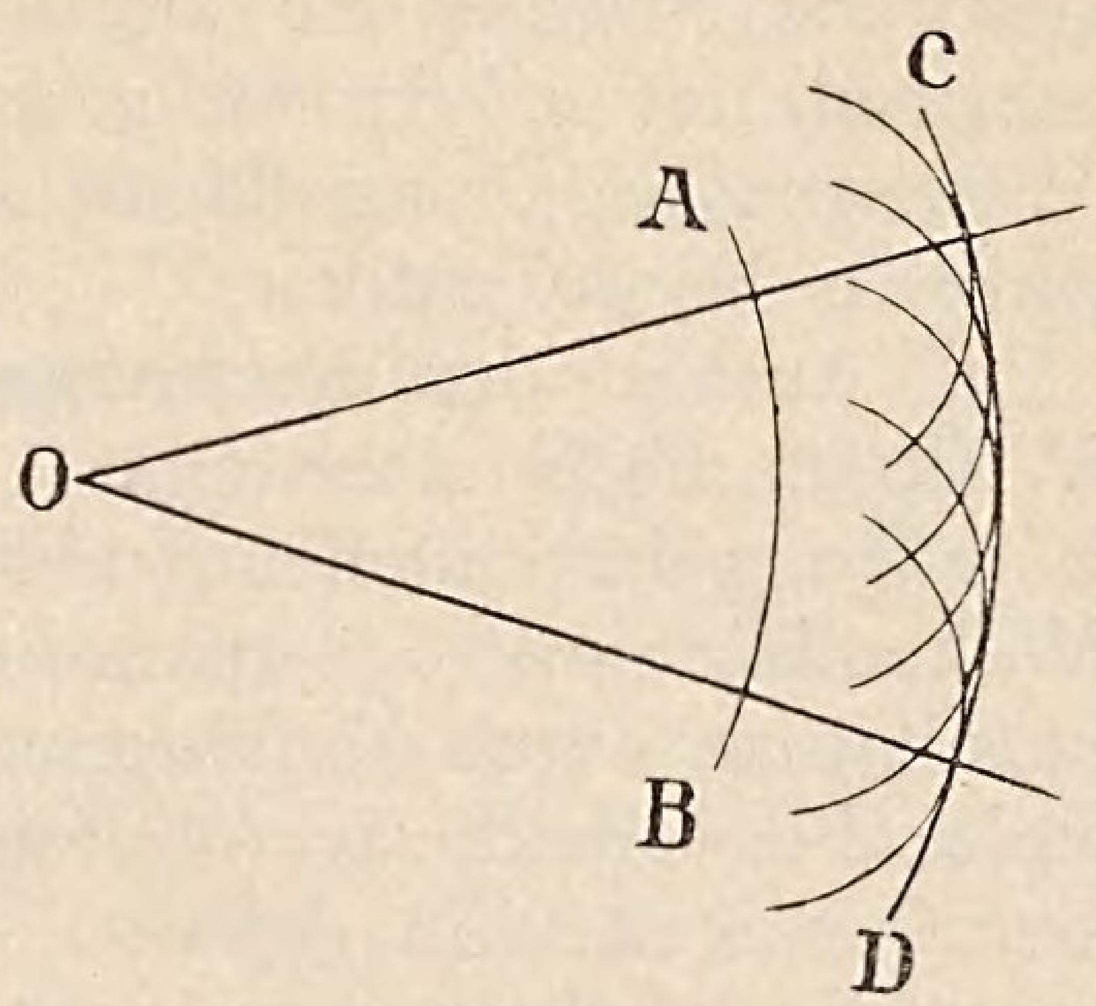


Fig. 38.

Die Reflexion und Interferenz von Wellen.

Reflexion fortschreitender Wellen.

90. Trifft eine im Medium *A* fortschreitende Welle *a b* irgend welcher Art auf die Grenzfläche eines zweiten andersartigen Mediums *B*, so geht (Fig. 39) die Welle zum Teil in das neue Medium *B* über, zum Teil geht sie in *A* zurück. Dieser letztere Teil wird als reflektierte Welle *b c* bezeichnet. Die Richtung der reflektierten Welle wird durch das Gesetz (Reflexionsgesetz) bestimmt, dass sie in derselben Ebene liegt, welche durch die ein-

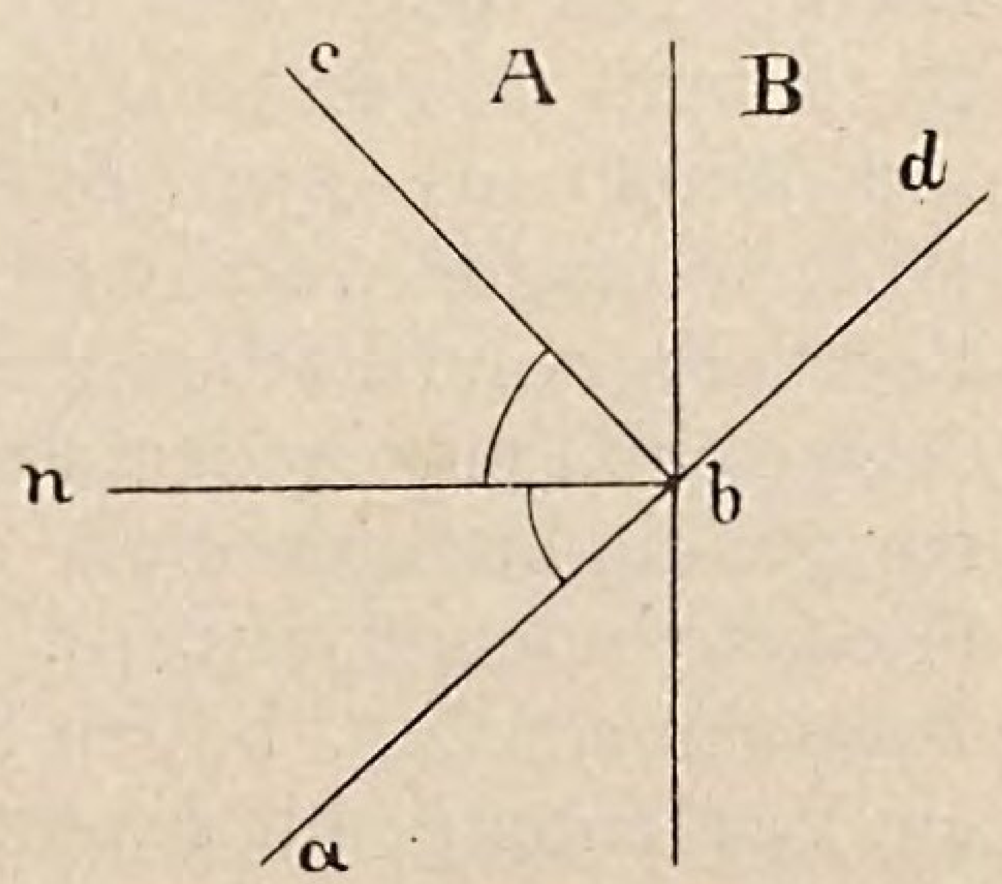


Fig. 39.

fallende Welle $a\,b$ und das auf der Grenzfläche am Einfallspunkte konstruierte Lot n bezeichnet wird, und dass sie mit diesem Lote denselben Winkel bildet, wie die einfallende Welle mit dem Lote. (Winkel $a\,b\,n = c\,b\,n$.) Man konstruiert den Weg der reflektierten Welle entweder in der eben definierten Weise, oder gleichbedeutend so, dass man die einfallende Welle $a\,b$ über die Trennungsfläche fortsetzt, $b\,d$, und nun zu $b\,d$ die symmetrisch in Bezug auf die Trennungsfläche gelegene Strecke $b\,c$ aufsucht. Diese ist nun zugleich symmetrisch mit $a\,b$ in Bezug auf das Lot n. Trifft die einfallende Welle die Trennungsfläche senkrecht, so geht sie auf demselben Wege zurück.

Ausser der Richtungsänderung erfährt die reflektierte Welle im allgemeinen eine Aenderung ihrer Phase. Zeichnet man längs der einfallenden Welle ab die um dieselbe oscillierende Wellenlinie und setzt man diese Wellenlinie bis nach bd fort, so erhält man durch Umklappen der Zeichnung um die Trennungslinie die reflektierte Wellenlinie, falls keine Phasenänderung bei der Reflexion eintritt. Findet die letztere statt, so setzt man die Wellenlinie ab mit bei b veränderter Phase nach bd fort und klappt nunmehr die Strecke bd nach links um. In den beiden extremen Fällen eines im Vergleiche mit A unendlich dichten oder unendlich dünnen Mediums B ist die Phasenänderung im ersten Falle gleich $^1/_2$, im zweiten Null. Saiten und Stäbe, deren Enden in grosse Massen eingeklemmt sind, oder Luftsäulen in geschlossenen Röhren gehören in die erstere, schwingende Stäbe mit freien Enden, offene Röhren gehören in die zweite Kategorie.

Ueberlagerung von mehreren Wellen.

91. Werden in einem und demselben Medium gleichzeitig mehrere sich kreuzende Wellen erregt, so setzt jede derselben nach der Durchkreuzung ihren Weg und ihre Form genau so fort, als wären die anderen nicht vorhanden gewesen. An den Kreuzungsstellen selber beschreiben die hier liegenden Teilchen Bahnen, welche als die Resultanten der sich hier kreuzenden einzelnen Wellenzüge betrachtet werden können.

Young'sches Prinzip.

In jedem Augenblick findet man die Lage eines Teilchens, indem man aus seinen, den einzelnen Wellenzügen entsprechenden Abweichungen von der Gleichgewichtslage nach der Regel des Parallelogrammes die resultierende Lage berechnet. Liegen diese Abweichungen in derselben Linie, so werden sie addiert, wenn sie gleichgerichtet sind, subtrahiert im entgegengesetzten Falle (Young'sches Prinzip). Zwei Wellenberge, die an einer Stelle zusammentreffen, bilden hier einen Wellenberg doppelter Höhe, ein Wellenberg mit einem Wellenthal zusammentreffend, gleicht sich aus.

Stehende Wellen.

92. An der fortschreitenden Welle war charakteristisch, dass die Formation von Wellenberg und Wellenthal in der Richtung der Fortpflanzung fortwandert. Auf denjenigen Gebieten eines Mediums, welche gleichzeitig von zwei Wellenzügen betroffen werden, hört diese Erscheinung auf, sobald die beiden Wellenzüge gleiche Wellenlänge und mithin gleiche Schwingungsdauer der einzelnen Teilchen besitzen. Wird nämlich ein Punkt des Kreuzungsgebietes in irgend einem Zeitpunkt von beiden Wellenzügen mit *entgegengesetzter* Phase erfasst, z. B. Phase 0 und $^1/_2$ oder $^1/_4$ und $^3/_4$ etc., so wird *dieser* Punkt sich offenbar andauernd in entgegengesetzter Phase beider Wellenzüge befinden. Das Resultat ist, dass der Punkt seine Gleichgewichtslage dauernd behält. *Andere* Punkte des Kreuzungsgebietes werden von beiden Wellenzügen in *gleicher* Phase betroffen; auch dieser Zustand wird ein dauernder sein und das Resultat ist, dass *diese* Punkte unter dem Einfluss beider Wellen doppelt so grosse Schwingungen machen, als in einem Wellenzuge allein. Dieser Wellenberg und dieses Wellenthal kann aber seinen Ort nicht ändern, denn sonst müsste er ja auch die vorhin genannten Punkte passieren, welche die Phasendifferenz $^1/_2$ haben. Solche Durchkreuzung zweier Wellenzüge kann man auf einer glatten Wasseroberfläche leicht beobachten, wenn man von zwei Punkten der Wasserfläche aus fortschreitende Wellenzüge von gleicher Wellenlänge ausgehen lässt. Der Eindruck der fortschreitenden Wellen hört auf dem von beiden Wellen gemeinsam getroffenen Gebiete sofort auf. Man bemerkt hier hyperbolisch verlaufende Linien ruhender Punkte (Knotenlinien) und zwischen ihnen ebensolche Kurven wechselnder Wellenberge und Thäler, welche aber unbeweglich stehen bleiben. Dies sind *stehende Wellen*.

Knotenpunkte und Schwingungsbäuche.

93. Von besonderem Interesse sind solche stehenden Wellen dann, wenn der eine Wellenzug dem anderen genau entgegengesetzt läuft, wie das der Fall ist bei Wellenzügen, die auf ihren eigenen Weg reflektiert werden. Die für stehende Wellen im allgemeinen*) erforderliche Vorbedingung gleicher Wellenlänge ist hier von selbst erfüllt. Es möge z. B. auf einer fest eingespannten Saite ein Wellenzug nach dem einen Ende derselben erregt werden. Die hier reflektierte Welle kehrt mit entgegengesetzter Phase um. Daraus folgt, dass derjenige Punkt der Saite, welcher um eine halbe Wellenlänge von dem Ende entfernt ist, von der hinlaufenden und zurücklaufenden Welle in entgegengesetzten Phasen getroffen wird

*) Auch Wellen, deren Wellenlänge in einfachen ganzen Zahlenverhältnissen zu einander stehen, können stehende Wellen erzeugen.

und demzufolge dauernd in Ruhe bleibt, also ein Knotenpunkt ist. Zwischen ihm und dem festgehaltenen Ende, welches gleichfalls ein Knotenpunkt ist, bildet sich ein Schwingungsbauch. So zerlegt sich die ganze Länge der beiderseitig eingeklemmten Saite in eine Anzahl von Abteilungen, welche durch ruhende Knotenpunkte getrennt sind. In Fig. 40 sind *a b c d* Knotenpunkte, *e f g* Schwingungsbäuche. In jedem Moment bilden alle Punkte der Saite eine Wellenlinie von der Form der Welle in Fig. 36, aber mit dem Unterschiede, dass die Wellenberge im Laufe der Zeit nicht fortschreiten. In dem Zeitraum *t* einer Schwingung nehmen alle Punkte der Saite zweimal gleichzeitig ihre Gleichgewichtslage ein; $^1/_4\ t$ früher und später nehmen sie die in Fig. 40 ausgezogene und punktierte Lage an. Für das Zustandekommen einer solchen stehenden Welle ist ein ganz bestimmtes Tempo der ursprünglichen Erschütterungsimpulse notwendig, denn hiervon ist nach der Formel $c = n . \lambda$ die Wellenlänge abhängig und diese muss ein ganzes Submultiplum der ganzen Saitenlänge sein.

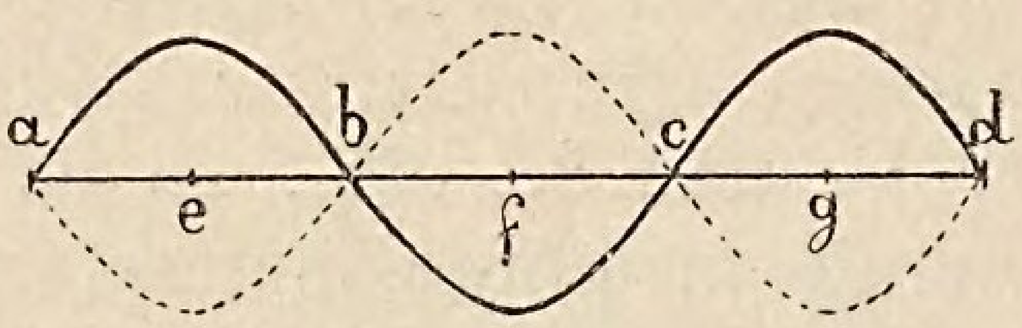


Fig. 40.

Interferenz von Wellen gleicher Richtung.

94. Als Interferenz von Wellen wird im allgemeinen die Ueberlagerung zweier Wellen bezeichnet. Von besonderem Interesse für die Optik sind diejenigen Interferenzen, bei denen beide Wellen dieselbe oder nahezu dieselbe Fortpflanzungsrichtung haben. Das Resultat ist eine fortschreitende Welle. Die Wellenlinie erhält mannigfache Formen, je nachdem die den Einzelwellen angehörigen Schwingungen der Teilchen lineare, kreis- oder ellipsenförmige sind, je nachdem die Schwingungsebenen beider Einzelwellen zusammenfallen oder nicht, je nachdem die Phase beider Wellen verschieden ist und je nachdem ihre Wellenlänge verschieden ist. In allen Fällen findet man durch Konstruktion die resultierende Wellenlinie, indem man die Einzelwellen zeichnet und diese nach dem Young'schen Prinzip kombiniert.

Bemerkenswerte Fälle von Interferenzen.

95. Einige für das Spätere wichtige Fälle der Interferenz von fortschreitenden Transversalwellen sind folgende:

a) Zwei gleiche linear-polarisierte Wellen (Schwingung der Teilchen geradlinig und senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung) gleicher Schwingungsebene, gleicher Phase und Wellenlänge setzen sich zu einer resultierenden Welle mit denselben genannten Eigenschaften, aber doppelter Schwingungsweite zusammen.

b) Wenn im Falle *a* die Phase beider Wellen um $^1/_2\ \lambda$ verschieden ist, so vernichten sich beide Wellen vollständig.

c) Zwei gleiche ebene Wellen gleicher Wellenlänge, aber senkrecht auf einander stehender Schwingungsebene setzen sich zu einer Welle gleicher Wellenlänge zusammen, bei welcher die einzelnen Teilchen im allgemeinen elliptische Bahnen beschreiben. Sind die Phasen beider Elementarwellen um 0 oder $^1/_2\,\lambda$ verschieden, so geht die resultierende Ellipse in eine unter 45^0 gegen die ursprünglichen Richtungen gelegene gerade Linie über; sind die Phasen um $^1/_4$ oder $^3/_4\,\lambda$ verschieden, so geht die Ellipse in einen Kreis über. Die resultierende Wellenlinie ist dann eine Schraubenlinie.

d) Zwei Wellen mit kreisförmiger Bahn der einzelnen Teilchen, verschiedener Rotationsrichtung derselben und gleicher Wellenlänge setzen sich zu einer ebenen Welle gleicher Wellenlänge zusammen.

e) Ebene Wellen gleicher Schwingungsebene, aber verschiedener Wellenlänge geben wieder eine ebene Welle. Aber die Form der Wellenlinie (Fig. 36) ist abgeändert. Es lagern sich die Maxima und Minima der einen Welle zwischen die der anderen, dieselben in periodischer Folge bald verstärkend, bald abschwächend.

Interferenzen longitudinaler und stehender Wellen.

96. Für die Interferenz longitudinaler Wellen ist die dem Falle e) entsprechende Kombination zweier Wellen von besonderem Interesse (Kombinationstöne).

Eine Interferenz stehender Wellen führt wieder zu stehenden Wellen. So kann eine auf beiden Seiten eingespannte Saite gleichzeitig stehende Wellen verschiedener Wellenlänge besitzen.

Fünftes Kapitel.

Akustik.

Bezeichnungen.

Schall, Geräusch, Klang, Ton.

97. Alle Erschütterungen der Luft, welche von dem Gehörorgan wahrgenommen werden, nennt man Schall. Sind die Erschütterungen auf einen sehr kurzen Zeitraum zusammengedrängt bei gleichzeitiger Heftigkeit der Bewegung, so nennt man sie Knall. Andauernde aber mit völliger Unregelmässigkeit aufeinander folgende Erschütterungen sind Geräusche. Ist ihre Aufeinanderfolge regelmässig und periodisch, so sind

es Klänge. Treffen die einzelnen Erschütterungen in lauter gleichen Zeitintervallen und mit einer, wenigstens nicht plötzlich wechselnden, gleichmässigen Stärke das Ohr, so hat man einen Ton.

Töne und Tonhöhe.

Entstehung der Töne.

98. Die Entstehung der Töne geht in den meisten Fällen, so bei den Tönen der menschlichen Stimme und der meisten Musikinstrumente, aus von Körpern, die in elastische Schwingungen versetzt werden, und bei jeder Oscillation erhält die umgebende Luft einen Stoss, der, in immer gleichen Zeitintervallen wiederholt, die Ursache einer longitudinalen ans Ohr gelangenden Welle wird. Die Zahl der in irgend einem Zeitabschnitt das Ohr treffenden Stösse ist daher gleich der Zahl der in demselben Zeitabschnitt vollendeten Schwingungen des Tonerregers (Schwingungszahl per Sekunde).

Tonhöhe. Schwingungszahl.

99. Als Tonhöhe wird diejenige vom Ohre leicht wahrnehmbare Eigenschaft der Töne bezeichnet, welche objektiv lediglich in der Schwingungszahl n per Sekunde besteht. Je grösser n, desto höher wird der Ton genannt. Für die Empfindung der Tonhöhe ist es keineswegs nötig, dass der Ton eine ganze Sekunde lang wirklich andauere. Wenn z. B. ein Ton, der in der ganzen Sekunde 1000 Schwingungen machen würde, schon nach $^1/_{10}$ Sekunde abbricht, so genügen die 100 in Zeitintervallen von $^1/_{1000}$ Sekunde aufeinander folgenden Stösse, um dem geübten Ohre die Empfindung eines Tones von 1000 Schwingungen zu verschaffen. Das Zeitintervall zwischen den einzelnen Schwingungen, welches nur seinen Zahlenausdruck durch die Schwingungszahl n per Sekunde erhält, ist also das die Tonhöhe eigentlich kennzeichnende Element.

Messung der Tonhöhe mittelst der Sirene.

100. Mit grosser Schärfe vermag das Ohr zu entscheiden, ob zwei Töne genau die gleiche Höhe haben. Hierauf gestützt kann man einen irgend wie gegebenen Ton seiner Höhe nach messen, indem man einen zweiten Ton gleicher Höhe herstellt mittels eines hiezu geeigneten Apparates, der gleichzeitig eine direkte Bestimmung seiner Schwingungszahl gestattet. Ein solcher Apparat ist die Radsirene von Savart oder die Lochsirene von Seebeck. Legt man ein Kartenblatt gegen die Zähne eines rotierenden Rades, so verursachen die Lufterschütterungen beim jedesmaligen Ueberspringen des Blattes von einem Zahn auf den andern einen Ton, dessen Höhe um so grösser ist, je schneller die Zähne am Blatte vorbeigehen, je grösser also die Umdrehungszahl u des Rades per Sekunde ist. Man reguliert letztere, bis der Sirenenton an Höhe dem zu messenden gleich ist und bestimmt nunmehr

das u bei konstant gehaltener Geschwindigkeit. Ist z die Zahl der Zähne des Rades, so ist die gesuchte Schwingungszahl $n = z \cdot u$. Bei der Lochsirene rotiert eine kreisförmige Scheibe in ihrer Ebene. Auf konzentrischem Kreise besitzt dieselbe äquidistante Löcher. Bläst man durch ein festgehaltenes Röhrchen gegen die Lochreihe, so treten so viel Luftstösse durch die Scheibe, als Löcher am Blaserohr vorbeigehen, so dass wieder aus der Umdrehungszahl der Scheibe und der Zahl der Löcher die Schwingungszahl n gefunden werden kann. An Stelle des Blaseröhrchens wurde von Cagniard de la Tour ein Windkessel angegeben, dessen kreisförmiger, fester Deckel genau die gleiche Lochreihe besitzt, wie die unmittelbar über ihm rotierende Lochscheibe. Im Momente, wenn sich die Löcher decken, kann die Luft austreten. Dies tritt bei einer Umdrehung so oft ein, als Löcher auf jeder Scheibe vorhanden sind. Durch entgegengesetzt schiefe Bohrung der Löcher treibt der Luftstrom des Windkessels die bewegliche Scheibe zu immer schnellerer Umdrehung an, bis bei unveränderter Stärke des Blasens eine Konstanz der Umdrehungsgeschwindigkeit und der Tonhöhe erreicht wird. Ein mit der Drehungsaxe der rotierenden Scheibe verbundenes Zählwerk lässt die Umdrehungszahl per Sekunde ermitteln.

Messung der Tonhöhe mittelst der Stimmgabel.

101. Das geübte »musikalische« Ohr vermag nicht bloss die gleiche Höhe zweier Töne zu erkennen, sondern auch gewisse einfache Zahlenverhältnisse, in denen die Schwingungszahlen zweier Töne zu einander stehen. Deswegen lässt sich mit Hilfe einer Stimmgabel, obschon dieselbe in ihrer Tonhöhe nicht wie die Sirene dem zu messenden Tone gleichgestimmt werden kann, dennoch die Höhe des letzteren ermitteln, indem man das Zahlenverhältnis der Schwingungen beider heraushört und die absolute Zahl der Schwingungen der Stimmgabel anderweitig misst. Da sich für die Festhaltung jenes Zahlenverhältnisses dem blossen Gehör noch andere objektive feine Kriterien, die später erwähnt werden (siehe 113.) beigesellen lassen, und die Schwingungszahl der Stimmgabel sehr genau gefunden werden kann, so ist die auf diesem Wege gemessene Tonhöhe gleichfalls eine sehr genaue und übertrifft bei weitem die vorhin beschriebene Sirenenmessung. Die Schwingungszahl der Stimmgabel findet man, indem eine Zinke derselben mit einem zarten Stifte versehen wird, welcher beim Anschlagen der Gabel alle Schwingungen der Zinke mitmacht. Zieht oder dreht man an diesem Stifte einen berussten Papierstreifen vorbei, so schreibt der Stift, ohne merklich die Schwingungsdauer der Stimmgabel zu beeinträchtigen, eine Sinuslinie auf den Papierstreifen. Wenn alsdann noch dafür gesorgt wird,

dass die Zeitdauer gemessen wird, die zur Fortbewegung des Streifens um eine bestimmte Strecke erforderlich war, so gibt die Zahl der auf dieser Strecke liegenden Wellen der Sinuslinie, dividiert durch die dazu gebrauchte Zahl der Sekunden, die gesuchte Schwingungszahl n. Sehr genau findet man n, wenn man mit Hilfe von passenden elektrischen Apparaten genau von Sekunde zu Sekunde Funken aus dem Schreibstift der Gabel auf das berusste Papier schlagen lässt, deren Einschlagsstelle leicht zu sehen ist. Die Zahl der zwischen diesen Marken liegenden Wellen ist dann das gesuchte n.

Ton-Intervalle.

Intervalle. 102. Das schon erwähnte Verhältnis der Schwingungszahlen zweier Töne wird ihr Intervall genannt. Dasselbe wird als ein wohlklingendes und meistens leicht der Erinnerung sich einprägendes aufgefasst, sobald jenes Zahlenverhältnis durch kleine ganze Zahlen gebildet wird. Solche Verhältnisse sind: 1 : 2 (Oktave); 2 : 3 (Quint); 3 : 4 (Quart); 4 : 5 (grosse Terz); 5 : 6 (kleine Terz). Die Zahlenverhältnisse mit 7 erzeugen Missklänge. Als Intervall eines grossen ganzen Tones wird 8 : 9, eines kleinen ganzen 9 : 10 und eines halben 15 : 16 bezeichnet. In der Musik teilt man das Intervall einer Oktave in 7 kleinere, ganzen oder halben Tönen entsprechende Intervalle. Diese sind durch folgende relative Schwingungszahlen bestimmt. Indem man die Töne gleichzeitig durch Buchstaben bezeichnet, erhält man folgende »Tonleiter« (diatonische *C*-dur-Tonleiter):

Tonleiter.

c	*d*	*e*	*f*	*g*	*a*	*h*	c_1
24	27	30	32	36	40	45	48,

c_1 ist die zu c gehörige höhere Oktav, g die Quint etc. Das Intervall von c_1 bis zu der wiederum höheren Oktav c'' wird abermals in derselben Weise eingeteilt und die Töne mit d' e' etc. bezeichnet. Die Intervalle c/d, d/e, f/g, g/a, a/h sind ganze Töne, e/f, h/c halbe Töne. Die Einteilung der Oktav in 12 unter einander gleiche Intervalle von der Grösse $1 : 2^{1/12}$ führt zur »gleichschwebenden Temperatur« (Klavier).

Geht man von einem als Grundton angenommenen Tone aus, z. B. von c, und sucht diejenigen Töne auf, deren Schwingungszahlen 2, 3, 4 . . . mal grösser sind, so bilden alle diese Töne die Reihe der harmonischen Obertöne des Grundtones. Es sind dies

c	*c'*	*g'*	*c''*	*e''*	*g''*	*c'''*	*d'''*	*e'''*	*g'''*	*h'''*	*c''''*
1	2	3	4	5	6	8	9	10	12	15	16.

Bezüglich der absoluten Tonhöhe dieser hier nur nach ihren relativen Schwingungszahlen bezw. Zahlenverhältnissen angegebenen Töne ist konventionell festgesetzt, dass mit *a'* der Ton von 435 Schwingungen per Sekunde bezeichnet werden soll (Pariser Stimmung). Darnach sind die absoluten Schwingungszahlen aller anderen Töne mittelst der oben angegebenen diatonischen Zahlenreihe zu berechnen, der Ton *c'* z. B. würde $435 \cdot \frac{24}{40} = 261$ Schwingungen, *c''* = 522 Schwingungen etc. machen. Absolute Schwingungszahlen.

Die Schwingungsformen der Tonerreger.

103. Die Schwingungsformen der Tonerreger sind in den meisten Fällen als stehende Wellen elastisch schwingender Körper zu betrachten. Je nach Art und Zahl der diesen letzteren erteilten ursprünglichen Impulse kann ein und derselbe Körper verschieden lange, jedoch in einfachen Verhältnissen zu seiner ganzen Dimension stehende Wellenformen annehmen. Auch können an einem und demselben Tonerreger gleichzeitig mehrere der ihm eigentümlichen Schwingungsformen auftreten. Diejenige Schwingungsform, bei welcher die Dimension der stehenden Welle am grössten, die Zahl der Oscillationen demzufolge am kleinsten ist, gibt den Grundton des Tonerregers. Die übrigen Schwingungsformen mit häufigeren Oscillationen geben die Obertöne. Grundton und Oberton.

104. Eine gespannte Saite gibt ihren Grundton, wenn sie derartige Transversalschwingungen macht, dass ihre ganze Länge die halbe Länge einer stehenden Welle ist. Die beiden eingeklemmten Enden müssen von selber Knotenpunkte der Welle darstellen, die Mitte bildet den einen, überhaupt vorhandenen Schwingungsbauch. Dem ersten Oberton entspricht eine Zerlegung der Saite in zwei Bäuche, wobei die Mitte einen Knoten bildet und die Wellenlänge gleich der Saitenlänge ist. Die Schwingungszahl ist hier doppelt so gross, mithin der entsprechende Ton um 1 Oktav höher als der Grundton. Die Zerlegung in 3, 4, 5 . . . Schwingungsbäuche gibt den 2ten, 3ten, 4ten . . . Oberton (s. Fig. 40). Je nach der Art und der Stelle der Erschütterungen, denen die Saite beim Zupfen oder Streichen mit dem Bogen ausgesetzt wird, entsteht bald der eine, bald der andere dieser Töne oder mehrere derselben gleichzeitig. In letzterem Falle geht die einfache Sinuslinie in eine Kurve mit Haupt- und Nebenmaximis über. Die absolute Schwingungszahl der Saitentöne hängt von der Masse der Saite und der sie spannenden Kraft ab. Es ist dieselbe umgekehrt proportional der Länge und Saitenschwingungen.

der Dicke, direkt proportional der Quadratwurzel aus der spannenden Kraft und umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der Dichtigkeit der Saite. Durch Veränderung der Spannung (das Stimmen der Saiteninstrumente) wird die absolute Höhe des Grundtones und damit diejenige aller Obertöne reguliert.

Transversale Schwingungen der Stäbe.

105. Transversal schwingende Stäbe, welche mit dem einen Ende eingeklemmt sind und transversal schwingen, nehmen im Falle des Grundtones die durch Fig. 41a, im Falle des ersten resp. zweiten Obertones die durch Fig. 41b und 41c dargestellte Schwingungsform an. Ein freischwebender

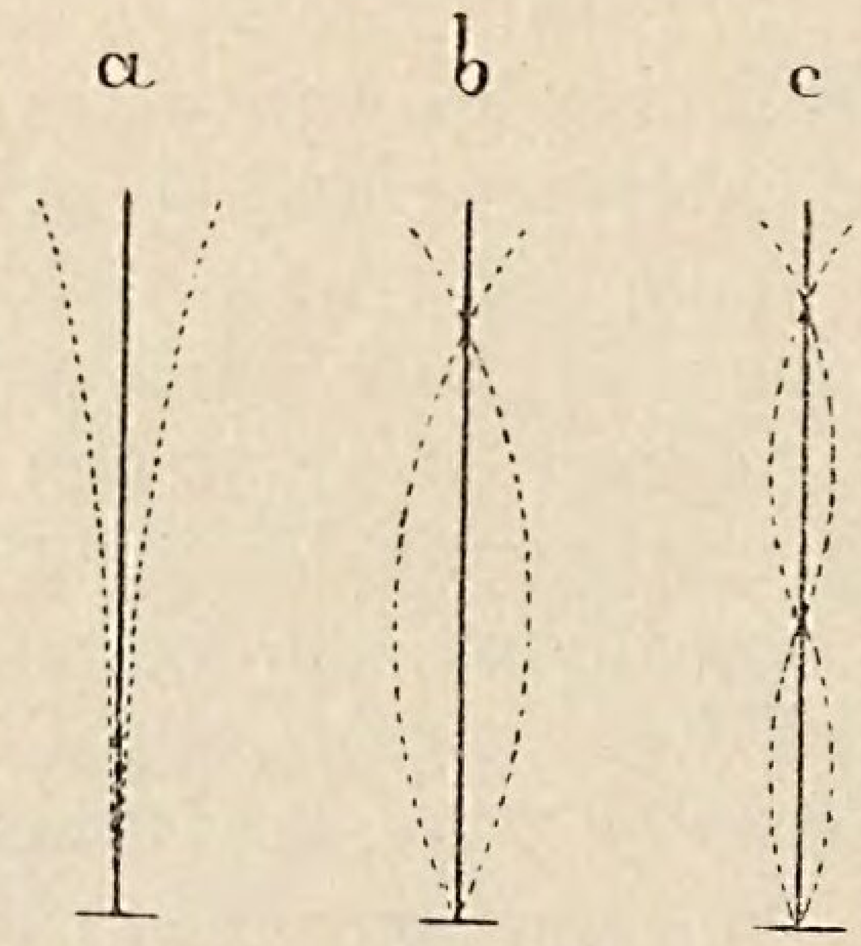


Fig. 41.

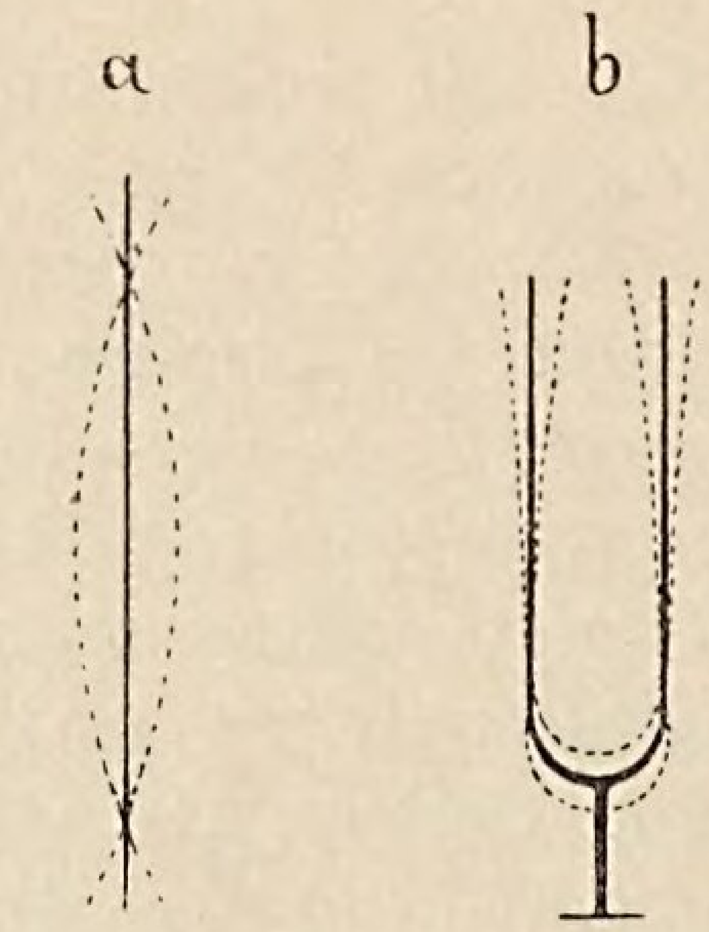


Fig. 42.

Stab gibt seinen Grundton (Fig. 42a), wenn er zwei auf etwa $^1/_5$ vom Ende liegende Knotenpunkte hat, während die beiden Enden und die Mitte Schwingungsbäuche sind. Für die Berechnung der Schwingungszahlen kommen kompliziertere Verhältnisse in Betracht. Man findet $1 : 6^1/_4 : 17^{13}/_{16} \ldots$, was unharmonische Töne ergibt.

Stimmgabel.

Stimmgabeln, welche man sich als einen in der Mitte gebogenen Stab vorstellen kann, schwingen in der durch Fig. 42b angedeuteten Weise. Der Stiel macht dabei als Ganzes longitudinale Schwingungen. Die Entstehung der unharmonischen Obertöne wird durch zweckmässige Verdickung der Mitte möglichst zu verhindern gesucht.

Schwingungen von Platten.

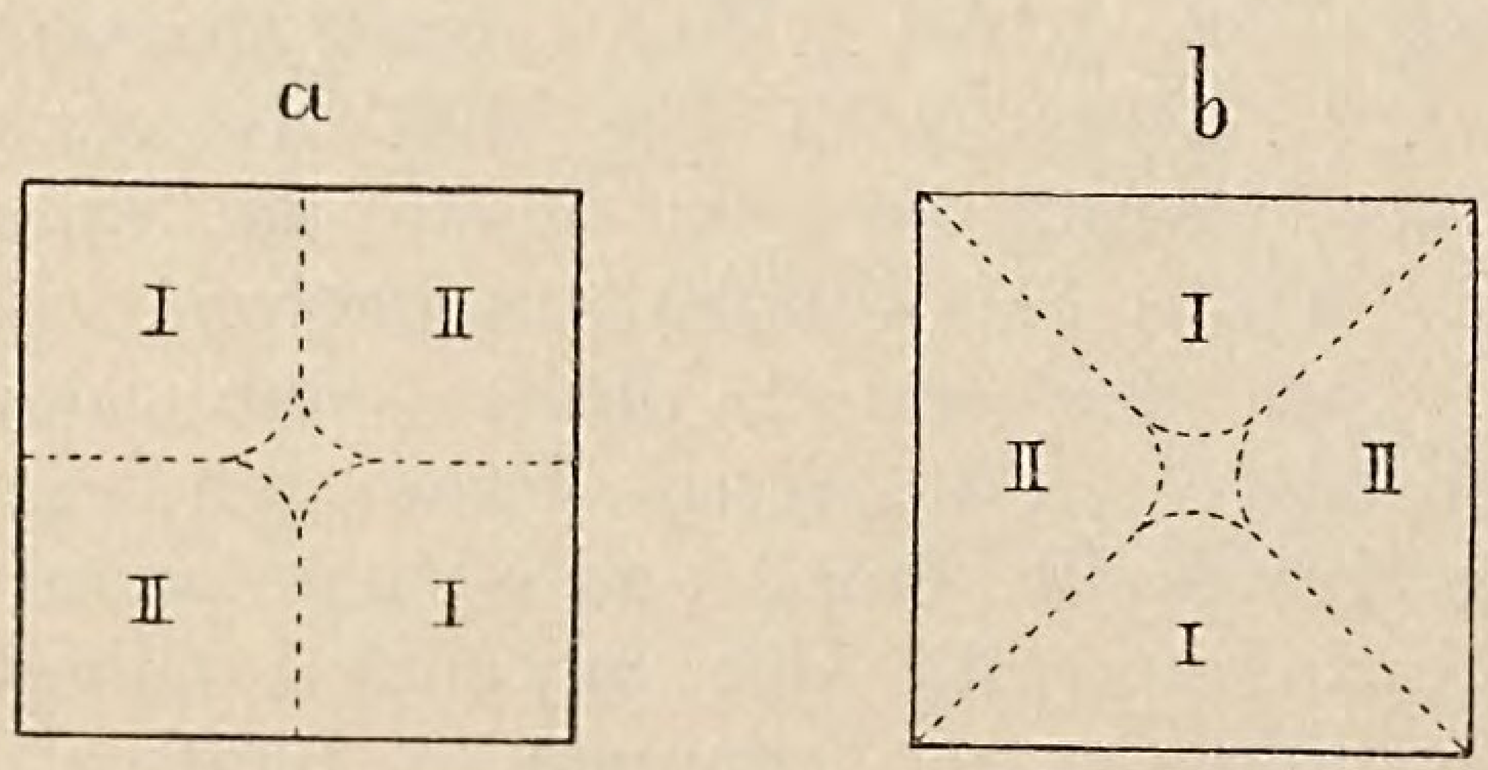


Fig. 43.

106. Transversal schwingende Platten nehmen äusserst mannigfaltige Schwingungsformen an. Es bilden sich Knotenlinien, die im Falle des Grundtones aus den einfachsten, der geometrischen Form

sich anpassenden Symmetrielinien bestehen, wie z. B. in Fig. 43a und 43b. Die Teile I und II schwingen dabei entgegengesetzt. Die Knotenlinien lassen sich durch aufgestreuten Sand sichtbar machen (Chladnis Klangfiguren).

Longitudinale Schwingungen der Stäbe.

107. Longitudinal schwingende Stäbe geben ihren Grundton, wenn sie in der Mitte gefasst werden. Die Mitte bildet dann einen Schwingungsknoten, die Enden Schwingungsbäuche. Die ganze Stablänge entspricht einer halben Wellenlänge. Bei den Obertönen bilden sich 2, 3, 4 . . Knoten, indem die Enden jederzeit Bäuche bleiben. Die Schwingungszahlen bilden die Zahlenreihe 2, 3, 4

Longitudinale Schwingungen von Luftsäulen

108. Longitudinal schwingende Luftsäulen (Pfeifen), welche an beiden Enden offen sind, verhalten sich wie Stäbe, sie geben die Reihe der harmonischen Töne. Ist ein Ende geschlossen, so entspricht die Schwingungsform des Grundtones einer Viertelwellenlänge, indem das geschlossene Ende ein Knoten, das offene ein Bauch ist. Beim ersten, zweiten etc. Oberton bilden sich 1, 2 Knoten, indem das offene Ende immer Bauch bleibt und die ganze Länge der Luftsäule entspricht $^3/_4$, $^5/_4$ Wellenlängen, so dass die Schwingungszahlen von Grundton und Obertönen die Reihe 1, 3, 5 . . . bilden. Der Grundton einer gedeckten Pfeife ist die Oktav des Grundtones einer offenen Pfeife von gleicher Länge.

Resonanz.

Erzwungene Schwingungen.

109. Stehen elastisch schwingende Körper, zu denen auch Luftsäulen zu rechnen sind, und welche für sich genommen Töne von bestimmten Schwingungszahlen geben, in mechanischer Verbindung mit einander, so tritt eine gegenseitige Beeinflussung der Schwingungszahlen ein in dem Sinne, dass beide Körper die gleiche oder eine in einfachem Zahlenverhältnis stehende Schwingungszahl anzunehmen suchen. Dieser Zwang wird besonders dann merklich, wenn die natürlichen Schwingungszahlen der Einzelkörper eine nicht allzu grosse Abweichung von einem einfachen harmonischen Verhältnis haben; er betrifft vorzugsweise denjenigen der sich beeinflussenden Körper, welcher die grösste Mannigfaltigkeit der Eigenschwingungen besitzt. Wird z. B. eine Stimmgabel auf eine Holzplatte gesetzt, deren Eigenschwingung der allergrössten Abstufung fähig ist, so nimmt die letztere die Schwingungszahl der Stimmgabel an, während diese wenig oder gar nicht beeinflusst wird. Bei Zungenpfeifen passen sich die Schwingungszahlen der elastischen Zunge und der Luftsäule des Schallbechers gegenseitig innerhalb weiter Grenzen an einander an.

Resonanz.

110. Ein schwingender Körper A veranlasst durch seine fortgesetzten Impulse, die entweder direkt oder durch Vermittlung der Luft einen zweiten Körper B treffen, diesen letzteren zum Mittönen. Hat B seiner Natur nach eine ausgesprochene und beschränkte Zahl von Eigentönen, so treten diese nur auf, wenn völlige Uebereinstimmung der Schwingungszahlen stattfindet. In diesem Falle dient B zur Analyse von Tongemischen (Resonatoren von v. Helmholtz). Wenn Körper B dagegen zur Annahme jeder Eigenschwingung geeignet ist, wie flächenförmige Körper und Membranen, so dient er zur kräftigeren Uebermittelung der Schwingungen von A an die umgebende Luft (Resonanzboden). Ein und derselbe Resonanzboden kann also zur Aufnahme sehr verschiedener Töne dienen (Resonanzboden des Klaviers, der Streichinstrumente, Sprechplatte des Telephons, des Phonographen, Trommelfell des Ohres etc.).

Interferenz und Kombination mehrerer Töne.

Interferenz von Schallwellen.

111. Zwei gleichzeitig an verschiedenen Stellen erzeugte Töne gleicher Schwingungszahl interferieren, d. h. dort, wo die beiden von den Tonerregern ausgehenden Luftwellen mit entgegengesetzter Phase zusammentreffen, vernichten sie sich, während sie an andern Stellen, die sie mit gleicher Phase erreichen, sich gegenseitig verstärken. Leitet man Schallwellen in netzförmig verzweigte Röhren, so treten an den Kreuzungspunkten Interferenzen ein, entsprechend den Weglängen in den verzweigten Röhren.

Kombinations-Töne.

112. Zwei Töne von den Schwingungszahlen per Sekunde m und n, welche dieselbe Luftmasse treffen, sind zunächst aus dem Tongemisch beide einzeln herauszuhören, ausserdem aber erzeugen sie einen Ton von der Schwingungszahl $m - n$ (Differenzton; Sorge 1744, Tartini 1754) und einen Ton von der Schwingungszahl $m + n$ (Summationston; Helmholtz 1856).

Schwebungen.

113. Wenn die Differenz $m - n$ sehr klein ist, z. B. 1, 2, 3 . . . per Sekunde, erzeugen beide Töne ebenso viele Anschwellungen und Abschwellungen per Sekunde, die man als Stösse oder Schwebungen bezeichnet und leicht wahrnehmen kann. Hat z. B. eine Stimmgabel die Schwingungszahl 512, eine andere 516, so hört man 4 Stösse in der Sekunde. Diese Schwebungen geben ein ausgezeichnetes Hilfsmittel die gleiche Tonhöhe zweier Töne festzustellen. Durch passende Belastung einer der Stimmgabeln mit Wachs, wodurch eine Verkleinerung der Schwingungszahl eintritt, lässt sich leicht feststellen, welche der Stimmgabeln den höheren Ton hat.

114. Es wird ein Lichtpunkt entweder objektiv oder subjektiv hergestellt, dessen Lage und Bewegung von der Schwingung zweier Stimmgabeln gleichzeitig derart abhängt, dass derselbe infolge der Schwingung einer der Stimmgabeln eine lineare horizontale und infolge der Schwingung der andern Stimmgabel eine lineare vertikale Oscillation annimmt. Man erreicht dies, indem man auf eine der schmalen Seitenflächen der einen vertikal stehenden Stimmgabel ein Tröpfchen Quecksilber befestigt, welches sonach horizontale Schwingungen macht, und indem man das abgenommene Objektiv eines Mikroskopes mit der Zinke der zweiten horizontal gehaltenen und vertikal schwingenden Stimmgabel verbindet. In dem fest eingespannten übrigen Teil des Mikroskopes, welches dicht an sein schwingendes Objektiv gerückt wird, sieht man alsdann den punktförmig glänzenden Quecksilbertropfen horizontal oscillieren, sobald die ihn tragende Gabel angestrichen wird, und vertikal oscillieren, sobald das Objektivglas der andern Stimmgabel schwingt. Wenn beide Stimmgabeln gleichzeitig schwingen, beschreibt der Punkt gewisse Kurven (Lissajous'sche Figuren), aus deren Gestalt und zeitlichem Wechsel auf das Intervall beider Stimmgabeln mit höchster Genauigkeit geschlossen werden kann. Sind die Figuren Ellipsen, gerade Linien unter 45^0 oder Kreise, so sind die Töne einander gleich. Bei vollkommener Uebereinstimmung bleibt die Figur unverändert stehen und es hängt nur von der zufälligen ursprünglichen und nun bleibenden Phasendifferenz beider Stimmgabeln ab, ob Ellipse, Kreis oder gerade Linie erscheint. Ist nicht völlige Konsonanz vorhanden, so gehen die drei Typen der Figuren in regelmässigem Wechsel ineinander über. In der Zeitdauer eines solchen vollständigen periodischen Wechsels hat die eine Stimmgabel genau eine Schwingung mehr gemacht als die andere. Die Beobachtung dieses zeitlichen Wechsels gibt das genaueste Mass für die Differenz zweier Stimmgabeltöne. Im Falle eines anderen einfachen Zahlenverhältnisses beider Schwingungen nehmen die entstehenden Figuren andere mehr und mehr verschlungene Formen an. — Objektiv macht man die Figuren sichtbar, indem je ein Spiegel an die beiden Gabeln befestigt wird und indem man einen Lichtstrahl nacheinander von beiden Spiegeln reflektieren und so auf eine Wand fallen lässt.

Optische Methode zur Erkennung der Konsonanzen.

115. Die von elastisch schwingenden Körpern, insbesondere den Musikinstrumenten hervorgebrachten Töne sind fast niemals in dem Sinne reine Töne, dass sie lediglich einer einzigen ganz bestimmten Schwingungszahl entsprechen. Vielmehr ist jeder Ton begleitet von einem oder mehreren seiner Obertöne. Je nach der Stärke und Zahl dieser gleichzeitig mit in die

Klang.

Erscheinung tretenden Obertöne ist die Gesamtempfindung eine verschiedene, was durch die Bezeichnung Klang oder Klangfarbe ausgedrückt wird. Der Klang der Vokale ist ein verschiedener, auch wenn man sie alle in demselben Grundton angibt. Eine Analyse der Klänge kann auf rein akustischem Wege durch Resonatoren vorgenommen werden. Auf optischem Wege ermöglicht dies die König'sche Flammenanalyse. In ein zu einer kleinen länglichen Gasflamme führendes Rohr schaltet man eine kleine flache cylindrische Kapsel ein, deren eine ebene Fläche aus einer Membran gebildet ist. Lässt man nun die zu analysierenden Klänge gegen diese Membran wirken, so zuckt die Flamme bei jedem Luftstoss zusammen und gibt, in einem rotierenden Spiegel beobachtet, anstatt eines gleichmässig hohen kontinuierlichen Flammenbandes ein gezacktes, aus einzelnen Flammenbildern bestehendes Lichtband, bei welchem die Länge der aufeinander folgenden Flammenbilder genau den aufeinander folgenden schwächeren und stärkeren Impulsen der gegen die Membran gerichteten Tonwelle entspricht.

Die Reflexion des Schalles.

Echo. Schallspiegel.

116. Wenn Schallwellen feste Wände treffen, werden sie reflektiert im wesentlichen nach denselben Gesetzen, nach denen auch die Reflexion des Lichtes stattfindet (Echo). Sind die reflektierenden Flächen hohl gewölbte, so kann eine Verstärkung des Schalles eintreten (Hörrohr, Schallspiegel).

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles.

Abhängigkeit von Elastizität und Dichtigkeit.

117. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles ist in räumlich ausgedehnten Medien nur von den elastischen Kräften und von der Dichtigkeit des Mediums abhängig. Sie ist also unabhängig von der Wellenlänge. Sie ist (vgl. 88) durch die Formel ausdrückbar

$$c = \sqrt{\frac{e}{d}},$$

worin e die Elastizität und d die Dichtigkeit des Mediums bedeuten.

Aus dieser allgemein gültigen Grundformel für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Impulsen in elastischen Körpern kann man, wenn e und d bekannt sind, für jeden Körper das zugehörige c berechnen.

118. Für die Berechnung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in der Luft wird die elastische Kraft durch den Druck der Luft b gemessen, also $c = \sqrt{\frac{b}{d}}$. Legt man für die numerische Berechnung das cm als Längeneinheit und das gr als Masseneinheit zu Grunde, so ist b gleich der Anzahl von absoluten Krafteinheiten zu setzen, mit welchen die Luft auf 1 qcm Fläche drückt. Mithin bei normalem Barometerstand b gleich rund 1 Million Dyn (s. 54). Da d für die Temperatur 0^0 gleich 0,001293 ist, so wird $\sqrt{\frac{b}{d}}$ = rund 28000 cm oder $c = 280$ m. Dieser Wert ist wesentlich kleiner als der direkt beobachtete. Die Abweichung erklärt sich dadurch, dass bei den Verdichtungen und Verdünnungen der Luft schnelle in demselben Tempo auftretende Erwärmungen und Abkühlungen innerhalb der einzelnen Schallwellen auftreten, wodurch eine wesentliche Erhöhung des in Rechnung zu ziehenden Druckes bedingt wird. Die mechanische Wärmelehre zeigt, dass der Druck b vielmehr noch mit dem Faktor $k = 1.41$ (Verhältnis der spezifischen Wärmen der Luft für konstanten Druck und konstantes Volumen) zu multiplizieren ist. Führt man dies aus, so gelangt man bei genauer Ausrechnung zu dem Werte $c = 332{,}5$ m per Sekunde, welcher nun mit den direkten Beobachtungen stimmt. Aus der Formel für c ist zu entnehmen, dass bei gleichem Druck die Geschwindigkeit c um so grösser ist, je kleiner d ist. Bei gleichem Druck pflanzt sich daher in warmer Luft der Schall schneller fort. Fortpflanzungsgeschwindigkeit in der Luft.

119. Beobachtet man das Abfeuern einer in grosser Distanz s aufgestellten Kanone, so wird der Lichtblitz ohne merklichen Zeitverlust wahrgenommen, der Schall trifft erst nach der Zeit t das Ohr. Misst man l und t, so hat man Direkte Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit.

$$c = \frac{s}{t}.$$

120. Ein anderer Weg zur Bestimmung von c ergibt sich durch Benutzung der Gleichung $c = n\lambda$, welche die Geschwindigkeit c mit der Schwingungszahl n und der Wellenlänge eines Tones verknüpft. Wird z. B. die in einer offenen Pfeife longitudinal schwingende Luftsäule beobachtet, so ist die ganze Länge der Pfeife $l = \frac{1}{2}\lambda$. Man hat daher, wenn die Schwingungszahl n des Pfeifentones anderweitig bestimmt wird, $c = 2nl$. Umgekehrt kann man, wenn c als bekannt angenommen wird, aus dieser letzten Gleichung die Höhe eines Tones berechnen, den eine Pfeife von bestimmter Länge l gibt. Natürlich müssen l und c dabei durch dieselbe Längen- Indirekte Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit.

einheit, m oder cm, gemessen werden. Da für Pfeifen die Beziehung $l = {}^1/_2\,\lambda$ nur annähernd zutrifft, so verfährt man zweckmässiger, indem man in einer möglichst langen Glasröhre (Fig. 44) eine grössere Zahl von stehenden longitudinalen Luftwellen hervorruft und ausser der Messung der hierzu angewandten Schwingungszahl n die Länge der Luftwellen direkt misst. Dies geschieht durch Herstellung der Kundt'schen Staubfiguren. Semen lycopodii lagert sich in zierlicher, die Wellen und Knoten leicht unterscheidender Weise in der Röhre an, so dass man mit grosser Schärfe die Länge von 10—20 Wellen messen kann (Fig. 44). Die Erregung der Schwingungen geschieht durch einen mit einer kleinen Endfläche e versehenen Stab, dessen Mitte bei a in die Röhre eingeklemmt ist. Die Schwingungszahl des Stabes, welche aus

Kundt'sche Staubfiguren.

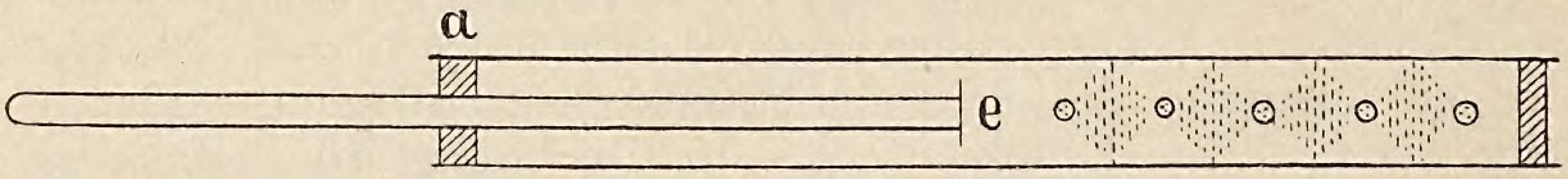


Fig. 44.

der Tonhöhe für sich zu ermitteln ist, ist hierbei die gleiche, wie diejenige der eingeschlossenen Luft. Dagegen übertrifft die Wellenlänge im Stab, welche seiner doppelten Länge gleich ist, diejenige der Luft in demselben Verhältnisse, in welchem die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Stabe diejenige in der Luft übertrifft. Ist z. B. der erregende Stab aus Glas, für welchen Körper c 15,2 mal grösser ist als für Luft, und hat er die Länge von etwa $60{,}8 = 4 \times 15{,}2$ cm, so ist die halbe Wellenlänge der mittönenden eingeschlossenen Luftsäule, also der Abstand von Knoten zu Knoten, gleich 4 cm. Diese Methode gestattet es, die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten verschiedener, in die Glasröhre eingeschlossener Gasarten, oder verschiedener fester Körper, aus denen der erregende Stab hergestellt wird, mit einander zu vergleichen.

Sechstes Kapitel.

Optik.

Allgemeine Natur des Lichtes.

121. Die objektive Natur derjenigen Vorgänge, welche eine Empfindung im Auge hervorrufen und als Licht bezeichnet werden, ist keine so unmittelbar nachweisbare, wie dies in der Akustik der Fall ist, wo die als Schall wahrgenommenen Vorgänge sich durch mannigfache, direkte Beobachtungen als Vibrationen von greifbaren, ponderabelen Körpern erkennen liessen. Da das Licht nicht bloss in festen, flüssigen und gasförmigen Körpern beobachtet wird, sondern auch Räume durchdringt, in denen keine Spur dieser ponderabelen Materie vorhanden ist (Toricelli'sches Vakuum, Weltraum), so muss nach einem Träger für die Lichterscheinungen gesucht werden, der, jeder Massenbestimmung sich entziehend, das ganze sichtbare Weltall kontinuierlich erfüllt und zugleich alle ponderabelen Körper durchdringt. Man bezeichnet diesen hypothetischen Stoff als Lichtäther, dessen wirkliche, wenn auch nicht direkt nachweisbare Existenz in erhöhtem Grade an Wahrscheinlichkeit gewonnen hat, seitdem auch die Erklärung gewisser elektrischer Vorgänge mit Notwendigkeit zur Annahme nicht bloss eines ähnlichen, sondern geradezu desselben Stoffes geführt hat. Ebenso notwendig ist der weitere Schluss, dass es Bewegungsvorgänge des Aethers sein müssen, die wir als Licht wahrnehmen. Newton nahm hiefür in seiner Emissionshypothese in Anknüpfung an die unmittelbaren Wahrnehmungen der geradlinigen Fortpflanzung des Lichtes eine von den Lichterregern geradlinig nach allen Seiten gehende Fortbewegung der Licht- oder Aetherteilchen an, welche mit konstanter Geschwindigkeit das Vakuum und die ponderabelen Körper durcheilen sollten. Huygens begründete in scharfem Gegensatze hierzu seine Undulationshypothese, in welcher er annahm, dass die einzelnen Aetherteilchen nur oscillierende Bewegungen machten und dass nur in der Fortpflanzung dieser Erschütterungen von Teilchen zu Teilchen die Ausbreitung des Lichtes, der Lichtstrahl, bestehe (vgl. Fig. 38).

Hypothesen von Newton und Huygens.

Es bestehen hiernach die von selbstleuchtenden oder beleuchteten Körpern ausgehenden Lichtstrahlen aus transversalen, wellenförmigen Oscillationen des Aethers. Dieselben

sind objektiv genommen unter sich verschieden durch die Wellenlänge und durch die auf der Schwingungsweite (Amplitude) der Aetherteilchen beruhende Intensität. Wahrnehmbar werden die Strahlen durch ihre Wirkung auf das Auge, ihre Wärmewirkung, ihre chemische Wirkung und ihre elektrische Wirkung. Optische Wirkung kommt für die Empfindung des menschlichen Auges nur denjenigen Strahlen zu, deren Wellenlänge zwischen 0,000760 (Rot-Empfindung) und 0,000382 mm (Violett-Empfindung) liegt. Strahlen grösserer Wellenlänge werden als ultrarote, solche kleinerer Wellenlänge als ultraviolett bezeichnet. Thermische Wirkung kommt vorzugsweise den ultraroten Strahlen zu, aber in geringerem, nach dem Violett zu mehr und mehr abnehmenden Grade auch den optischen Strahlen. Die chemische Wirkung fällt je nach der Beschaffenheit des chemischen Reagens gleichfalls in die allerverschiedensten Gebiete der Wellenlängen. Vorzugsweise sind es indessen die ultravioletten Strahlen, welche chemisch wirken; in weniger häufigen Fällen die optischen Strahlen.*) Ein und derselbe, durch eine bestimmte Wellenlänge gekennzeichnete Strahl kann mithin gleichzeitig optisch, thermisch, chemisch und elektrisch wirken. Die auf einem Strahle liegenden Aetherteilchen können gleichzeitig (akustischen Vorgängen analog) mehreren oder vielen Wellenlängen angehören (gemischtes Licht). Werden einige dieser Wellen etwa durch ein absorbierendes Medium ausgelöscht, so werden damit zugleich sämtliche Wirkungen dieser speziellen Wellenlängen vernichtet. Die übrigen, nicht ausgelöschten Wellen bleiben mit ihren sämtlichen Wirkungen bestehen. Einem Gemische von Strahlen verschiedener Wellenlänge kann man daher wohl verschieden grosse Bruchteile einzelner Wirkungen entziehen, insofern ganze Gruppen von Wellenlängen mehr oder weniger vernichtet werden; aber man kann einem aus nur einer Wellenlänge bestehenden Strahl keine seiner Wirkungen nehmen, ohne gleichzeitig die andern zu zerstören.

Die Huygens'sche Hypothese ist die seit einem Jahrhundert herrschende und hat sich bei der Erklärung unzähliger, verwickelter Lichterscheinungen durchweg als ausreichend erwiesen. Nichtsdestoweniger kann für ganze Gruppen fundamentaler, optischer Erscheinungen eine noch aus der älteren Newton'schen Zeit herrührende Nomenklatur und Vorstellungsweise angewandt werden, insoweit sie die Differenz-

*) Gewisse elektrische Wirkungen sind vorzugsweise bei violetten und ultravioletten Strahlen beobachtet. Aber auch Wellen von sehr grosser, bis zu vielen Metern gehenden Wellenlängen sind (von Hertz) als die Träger elektrischer Induktionswirkungen erkannt worden.

punkte gegen die Undulationshypothese nicht berührt. So kann man der bequemeren Ausdrucksweise wegen von einem »geradlinigen Lichtstrahl« bei den Gesetzen der Reflexion und Brechung, von einem »aus verschiedenen Lichtarten gemischten Lichtstrahl« etc. sprechen. Man kann in der Photometrie das Licht wie ein räumlich sich ausbreitendes Agens betrachten, dessen Dichtigkeit der Lichtintensität proportional sei, ohne hierdurch der späteren Erkenntnis vorzugreifen, dass nach den Anforderungen der Undulationstheorie die Intensität des Lichtes lediglich von der Amplitude der einzelnen, schwingenden Aetherteilchen abhängen muss.

Die Photometrie.

122. Bei Lichtmessungen sind folgende vier begrifflich verschiedene Grössenarten zu betrachten.

Die photometrischen Grössenarten.

1. Die Lichtmenge. Man legt hier die Vorstellung eines sich räumlich von der Lichtquelle ausbreitenden Agens zu Grunde. Nach der Bezeichnungsweise der Undulations theorie würde diese räumlich quantitative Vorstellung durch die Quantität der von einer Lichtquelle abgegebenen und sich im Raume ausbreitenden Bewegungsenergie des Aethers ersetzt werden müssen.
2. Die Intensität einer Lichtquelle (Leuchtkraft). Hierunter ist diejenige Lichtmenge zu verstehen, welche von einer als punktförmig betrachteten Lichtquelle nach einer bestimmten Richtung innerhalb eines willkürlich zu wählenden kleinen Einheitswinkels entsandt wird.
3. Die Flächenhelligkeit (claritas visa Lamberts, des Begründers der Photometrie; Intensität einer leuchtenden Fläche). Man versteht darunter die von der Flächeneinheit eines hellen Körpers ausgesandte Lichtmenge. Zur Ausmessung der Flächenhelligkeit ist daher eine bestimmte Einheit für Flächengrösse, etwa das Quadratcentimeter zu wählen.
4. Die indizierte Helligkeit (illuminatio, Beleuchtungskraft; éclairage). Hierunter versteht man die von irgend welchen und irgendwie verteilten Lichtquellen auf die Flächeneinheit des beleuchteten Körpers fallende Lichtmenge.

Ausser diesen vier Grössenarten, welche sämtlich gewisse Lichtmengen bezw. Lichtmengen per Flächeneinheit sind, kommen noch die den beleuchteten Körpern eigentümlichen Eigenschaften der Reflexionsfähigkeit (Albedo), der Transparenz und der Absorptionsfähigkeit in Betracht.

Kriterien gleicher Lichtstärke.

123. Alle Messungen bestehen in der Vergleichung zweier Lichtmengen oder deren Wirkungen. Man nimmt eine messbare Abschwächung einer der Lichtmengen vor und bewirkt die Gleichheit beider, welche letztere durch verschiedene Reagentien zu erkennen ist. Das wichtigste dieser Reagentien ist das Auge selbst. Dasselbe vermag zu unterscheiden, ob zwei nebeneinander liegende Flächen, welche von zwei verschiedenen Lichtquellen ihr Licht erhalten, gleich hell sind oder nicht. Dies kann bis auf eine Unsicherheit von $^1/_2$—1 Prozent genau beurteilt werden. Auch die Gleichheit zweier Helligkeitskontraste kann mit derselben Genauigkeit festgestellt werden. Weit unsicherer ist das vom Auge verlangte Urteil, die Grenze der Sichtbarkeit eines kleiner und kleiner werdenden Lichteffektes oder die Grenze der Erkennbarkeit von Zeichnungen und Strichen anzugeben. Andere Kriterien zur Erkennung der Gleichheit zweier Lichteffekte, welche hier jedoch nicht näher erklärt werden sollen, erhält man durch Benutzung des Savart'schen Interferenz-Prismas (Neumann, Wild), wobei das Verschwinden von Interferenzfransen beobachtet wird, ferner durch Beobachtung der chemischen Wirkungen (Bunsen und Roscoe) oder der elektrischen Wirkungen auf Selen (Siemens). Letztgenannte Kriterien sind jedoch nur insoweit anwendbar, als man die Proportionalität von optischen und chemischen Strahlen bei der zu messenden Lichtart voraussetzen darf.

Die zu einer Vergleichung verschieden grosser Lichtmengen erforderliche, vorhin genannte messbare Abschwächung erhält man:

Messbare Abschwächung des Lichtes.

a) Durch Benutzung des quadratischen Grundgesetzes der Photometrie. Das Licht nimmt umgekehrt mit dem Quadrate der Entfernung ab; d. h. die Lichtmengen, welche von einer Lichtquelle aus auf eine beleuchtete Fläche in den Abständen 1, 2, 3 . . . geworfen werden, sind 1, $^1/_4$, $^1/_9$. . . Werden also zwei benachbarte Flächen, die das Auge als gleich hell erachtet, von zwei getrennten Lichtquellen aus verschiedener Entfernung beleuchtet, so verhalten sich die Intensitäten dieser beiden Lichtquellen direkt wie die Quadrate ihrer Abstände von den beleuchteten Flächen. Man braucht daher nur diese beiden Abstände so lange auf einer Messbank zu verändern, bis die Gleichheit der Beleuchtung eintritt, um alsdann das gesuchte Verhältnis beider Lichtintensitäten durch das Verhältnis der Entfernungsquadrate ausdrücken zu können.

b) Durch Einschaltung von Diaphragmen in den Gang der Lichtstrahlen. Besteht etwa die eine Lichtquelle aus einer gleichmässig hellen Fläche bestimmter Grösse oder passieren die Lichtstrahlen eine Linse, so kann man eine messbare Abschwächung des Lichtes dadurch vornehmen, dass ein Diaphragma veränderlicher Grösse eingeschaltet wird. Die ausgesandte Lichtmenge wird alsdann der Grösse des Diaphragmas proportional gesetzt (Vierordts mikrometrisch verstellbarer Spalt vor dem Objektiv eines Spektralapparates).

c) Durch die Sektorenscheibe. Schaltet man in den Gang der Lichtstrahlen eine Scheibe ein, welche einen ausgeschnittenen Sektor besitzt, und lässt man nun die Scheibe sehr schnell rotieren, so wird das beobachtende Auge keine Empfindung der Rotation haben, dagegen eine Verdunkelung des Lichtes im Verhältnis der Sektorenbreite zur ganzen Peripherie beobachten. Durch passendes Aufeinanderlegen zweier Scheiben mit je 180^0 grossen Sektoren kann man alle Abstufungen des Lichtes von 0 bis $^1/_2$ herstellen.

d) Durch Einschaltung von zwei Nikol'schen Prismen in den Gang der Lichtstrahlen, wobei die messbare Drehung der Prismen gegeneinander gleichfalls eine Abstufung des Lichtes von 0 bis $^1/_2$ zulässt.

e) Durch absorbierende Medien. Als solche kommen in Betracht: Schichten von Seidenpapier, Rauchgläser, mattgeschliffene Glasplatten, Milchgläser, trübe Flüssigkeiten, deren Dicke man messbar abstuft. Setzt man die durch die Einheitsschicht hindurchgegangene Lichtmenge im Verhältnis zur auffallenden $= \tau$ (Transparenzkoeffizient), so ist (annähernd) die durch n Schichten hindurchgegangene Lichtmenge $= \tau^n$.

Indem man nun eine dieser Abschwächungsmethoden mit einem der oben genannten Kriterien auf gleiche Lichtstärke kombiniert, erhält man eine grosse Zahl verschiedener Photometer, deren Aufgabe es ist, das numerische Verhältnis zweier verschiedener Lichtmengen anzugeben. Wird eine derselben als Einheit gewählt, so erhält man hierdurch den Wert der anderen in diesem Einheitsmass.

124. Die Lichteinheit lässt sich nicht, wie dies bei anderen physikalischen Grössenarten der Fall ist, in das auf cm, gr, sec. basierte absolute Masssystem einfügen und zwar deswegen nicht, weil die dem Lichte zu Grunde liegenden mechanischen Vorgänge, insbesondere die Schwingungsweite der einzelnen Aetherteilchen einer Messung bisher Lichteinheit.

BIBLIOTHECA REGIA MONACENSIS

nicht zugänglich sind und weil ausserdem die optisch wirksamen Teile der von Lichtquellen ausgehenden Strahlung keineswegs durch die Gesamtenergie der Strahlung ausgedrückt werden. Es ist daher erforderlich als Einheitsmass für Lichtmengen eine willkürlich gewählte Lichtquelle zu nehmen. Diese muss, um allgemein vergleichbar zu sein, thunlichst so beschaffen sein, dass sie überall und zu jeder Zeit in unveränderlicher Weise reproduziert werden kann. Unter den zahlreichen vorgeschlagenen und mehr oder weniger in die Praxis eingeführten Lichteinheiten erscheint die Amylacetat-Lampe von v. Hefner-Alteneck als die zweckmässigste. Dieselbe besteht aus einem einfachen, mit reinem Amylacetat gefüllten Bassin, aus welchem ein dünnwandiges, 4 cm hohes Dochtröhrchen von 8 mm Durchmesser völlig freiliegend aufsteigt. Durch Regulierung des in schwach rundlicher Kuppe hervorragenden Dochtes wird die Flammenhöhe (gemessen von dem oberen Rande des Röhrchens bis zur Flammenspitze) genau auf 4 cm gebracht. Das von dieser Lampe in horizontaler Richtung ausgehende Licht gibt alsdann die Einheit für die Intensität punktförmiger Lichtquellen. Ihr Verhältnis zu anderen zum Teil früher, zum Teil in anderen Ländern gebrauchten Einheiten ist: 1 Hefner = 0,893 engl. Walratkerze = 0,100 franz. Carcel = 0,05 Platineinheit (des von 1 qcm geschmolzenen und im Erstarren begriffenen Platins ausgesandten Lichtes).

Der Zusatz »punktförmig« in der Bezeichnung »Intensität punktförmiger Lichtquellen« bedeutet, dass man bei allen, mit solchen Lichtquellen vorgenommenen Messungen die Distanz der beleuchteten Flächen so gross zu wählen hat, dass ihr gegenüber die Dimensionen der Flamme als verschwindend kleine betrachtet werden können, die gesamte Flamme also wie ein einziger leuchtender Punkt angesehen wird.

Abgeleitete Lichteinheiten.

125. Aus der so konventionell festgesetzten Einheit der Intensität punktförmiger Lichtquellen leitet man die für die Messung der anderen photometrischen Grössenarten erforderlichen Einheiten ab. So ist Einheit der Lichtmenge diejenige Lichtmenge, welche von einem Lichtpunkte nach allen Seiten des Raumes ausgesandt wird, dessen Intensität gleich 1 Hefner ist.

Als Einheit der Flächenhelligkeit gilt die Helligkeit derjenigen Fläche, von welcher ein abgeblendetes Stück von 1 qcm Grösse die Intensität von 1 Hefner hat.

Für gewisse Untersuchungen ist eine sekundäre Einheit der Flächenhelligkeit bequemer. Diese ist definiert durch diejenige Helligkeit, welche eine absolut weisse Fläche erhält,

wenn sie im Abstande von 1 m bei senkrechter Incidenz von 1 Hefner beleuchtet wird. Diese sekundäre Einheit ist 31415 mal (π . 10000) kleiner als die primäre.

Als Einheit für indizierte Helligkeit gilt diejenige Lichtmenge, welche von 1 Hefner auf eine Fläche im Abstande von 1 m bei senkrechter Incidenz geworfen wird. Diese Lichtmenge wird »Meterkerze« genannt. Eine absolut weisse Fläche, welche die Lichtmenge von 1 Meterkerze erhält, hat daher die sekundäre Flächenhelligkeit Eins.

126. Die Photometer. Für die Ausmessung der Intensität punktförmiger Lichtquellen sind zahlreiche Apparate konstruiert, von denen hier nur folgende beschrieben seien:

Das Schattenphotometer von Lambert (auch Rumford'sches Photometer genannt) besteht aus einer weissen Tafel T (Fig. 45), vor welcher sich ein schattengebender Körper k (Blechstreifen oder dergl.) befindet. Die beiden zu vergleichenden Lichtquellen L_1 und L_2 werden so gestellt, dass ihre beiden Schatten s_2 und s_1 bis zur Berührung aneinander rücken und dem Auge gleich hell erscheinen. Die Fläche s_1 erhält dann nur Licht von L_1, s_2 nur Licht von L_2 und es ist Photometer von Lambert.

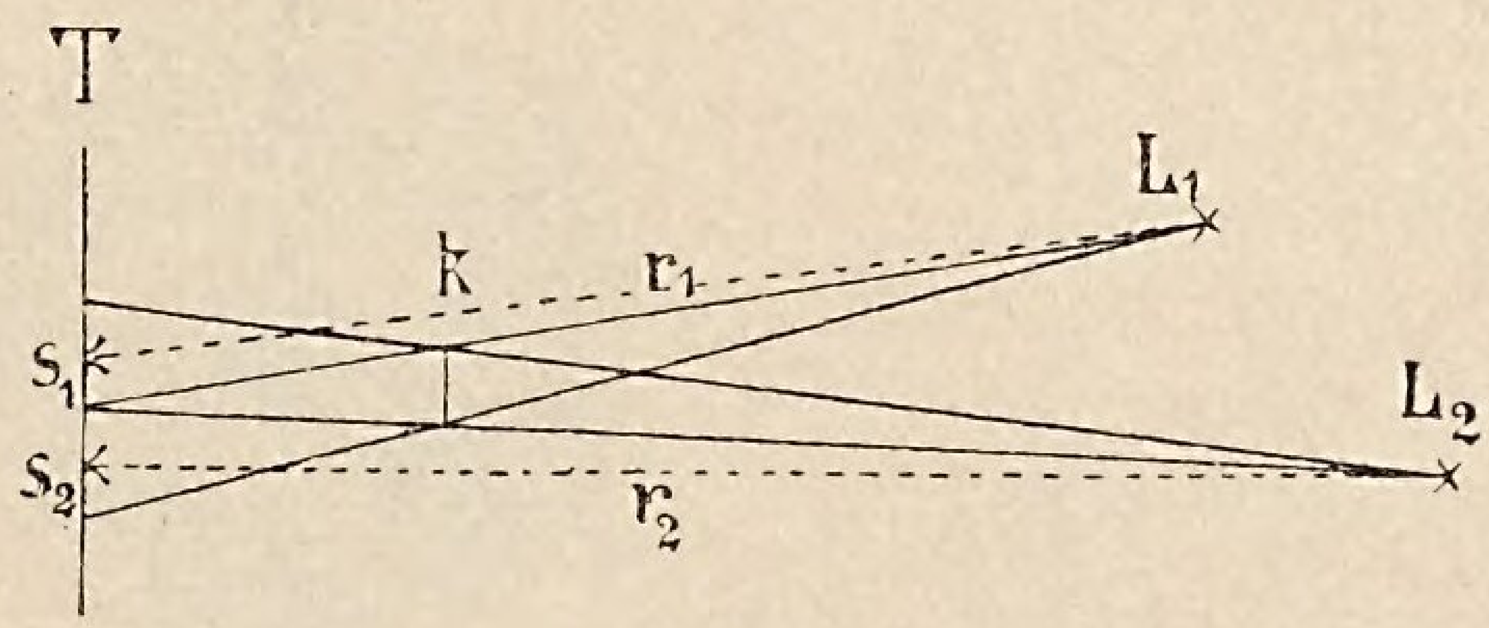


Fig. 45.

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2},$$

wenn mit r_1 und r_2 die Abstände der Lichter von den Schattenflächen bezeichnet werden. Ist also z. B. L_1 die gewählte Lichteinheit, etwa eine Hefner-Lampe, so ist

$$L_2 = \frac{r_2^2}{r_1^2} \text{ Hefner.}$$

Das Photometer von Bunsen. Ein Fett- oder Paraffinfleck auf einem Papierschirm erscheint, gegen das Licht gehalten, hell, gegen dunklen Hintergrund dunkel. Beleuchtet man den Schirm gleichzeitig von hinten und vorn, so verschwindet der Fleck bei gewissem Verhältnis der beiden auffallenden Lichtmengen vollständig. Dieses sehr scharfe Kriterium des völlig gleichmässigen und nicht durch die geringste Trennungslinie gestörten Aussehens des Schirmes ist lange mit grossem Erfolge benutzt worden, um das Verhältnis von zwei Intensitäten zu finden. Man brauchte zu diesem Zweck nur den Schirm auf der Verbindungslinie zwischen den zu vergleichenden Lichtquellen so lange zu verschieben, bis das Verschwinden des Fleckes auf der einen Schirmseite eintrat. Durch die Hinzunahme einer Photometer von Bunsen.

zweiten Einstellung, wobei der Schirm von der andern Seite beobachtet wurde, liess sich aus den Entfernungen zwischen Schirm und Lichtern das Intensitätsverhältnis der letzteren mittelst des quadratischen Grundgesetzes finden. Infolge der Vermischung der von beiden Seiten kommenden Lichtmengen in dem befetteten Teil tritt aber eine prinzipielle*) Verminderung der sonst so grossen Empfindlichkeit ein. Diesem Uebelstande ist durch die Konstruktion eines gewissermassen idealen, d. h. absolut transparenten Fettflecks in Gestalt der Lummer-Brodhun'schen Prismen-Kombination abgeholfen worden.

Lummer-Brodhun'sches Prisma.

Dieses Prisma ist in Fig. 46 mit *AB* bezeichnet. Es besteht aus zwei rechtwinkligen Glasprismen *A* und *B*, welche mit ihrer Hypothenusenfläche gegen einander gepresst einen Glaswürfel bilden. Die Hypothenusenfläche von *A* besitzt eine

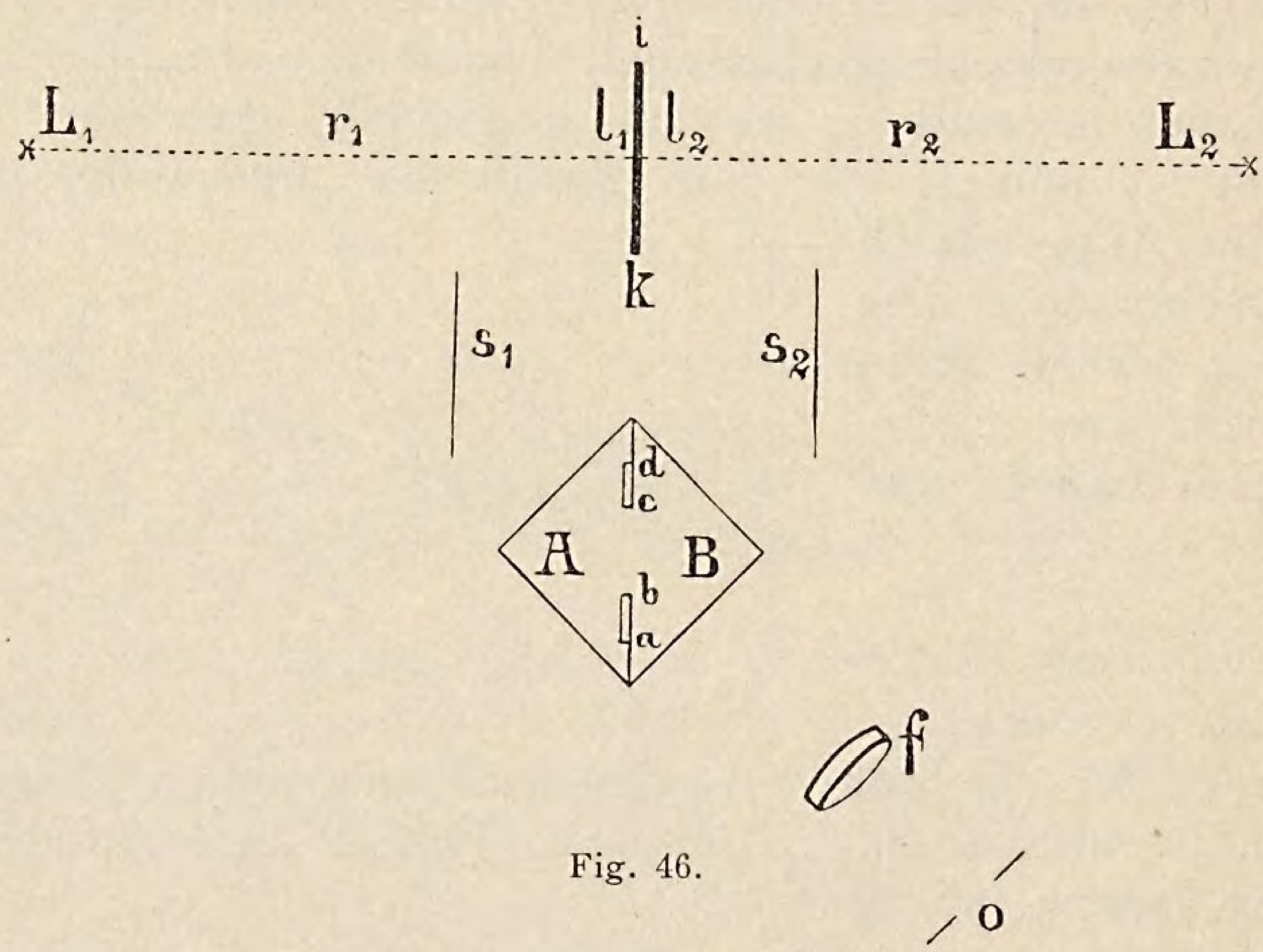


Fig. 46.

ringförmig geätzte Vertiefung *a b c d*, Von *o* aus sieht man nun durch die kreisförmige (elliptisch erscheinende Fläche) *b c* hindurch auf den Spiegel s_1 und von diesem auf die Seite l_1 eines undurchsichtigen weissen Schirmes *i k*. Rings um diesen zentralen Teil des Gesichtsfeldes sieht man durch Reflexion an dem ringförmigen Teile *a b c d* auf den Spiegel s_2 und von diesem auf die andere Seite l_2 des Schirmes *i k*. Der zentrale Teil des Gesichtsfeldes wird somit nur erhellt von dem Lichte der Fläche l_1, der peripherische nur von dem Lichte der Fläche l_2. Alle Teile *o*, *f* (Lupe), *A*, *B*, s_1, s_2, *i k* sind in einem Gehäuse unveränderlich gegen einander angebracht und

*) Vergl. L. Weber: Zur Theorie des Bunsen'schen Photometers. Wied. Ann. XXXI, 676—700; 1887.

können auf der Photometerbank, d. h. auf einer graduierten Schiene, an deren Enden die beiden zu vergleichenden Lichter L_1 und L_2 stehen, hin- und hergeschoben werden. Indem sich dabei gleichzeitig r_1 verkleinert und r_2 vergrössert oder umgekehrt, findet man diejenige Stellung von *ik*, bei welcher l_1 und l_2 gleich hell sind. Der zentrale und peripherische Teil des Gesichtsfeldes (siehe Fig. 47.) sind dann auch gleich hell und beide Teile bilden, wie beim Bunsen'schen Photometer, eine durch keine Trennungslinie zerlegte gleichmässig helle Fläche. Man hat alsdann wieder $L_1 : L_2 = r_1^2 : r_2^2$.

127. Um für die Stärke des an einem Orte P vorhandenen zerstreuten, d. h. von allen möglichen Richtungen kommenden Lichtes einen ziffernmässigen Ausdruck zu gewinnen, löst man zunächst folgende einfachere Aufgabe: Man ermittelt diejenige Lichtmenge, welche auf eine in P aufgestellte ebene Tafel infolge des diffusen Lichtes fällt. Indem man sodann diese

Messung des diffusen Lichtes.

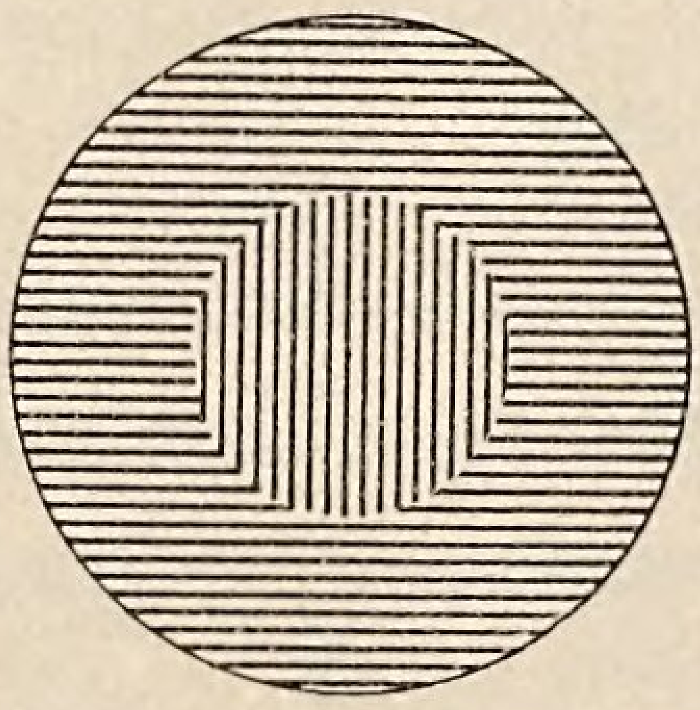


Fig. 47.

Tafel unter verschiedenen Winkeln gegen den Horizont und nach verschiedenen Richtungen hin an demselben Orte P aufstellt und die Messung wiederholt, gewinnt man ebensoviel Zahlen für die jeder einzelnen Tafelstellung entsprechende »indizierte Helligkeit«, welche in ihrer Gesamtheit alsdann das gesamte diffuse Licht an dem Orte P darstellen. Unter Umständen genügt es zur Charakterisierung des diffusen Lichtes, eine einzige solche Messung mit einer besonders wichtigen Tafelstellung, z. B. der horizontalen, zu machen. Man verfährt hierbei so: Eine mit mattem weissen Karton überzogene Tafel wird in einem guten Dunkelzimmer einer Hefnerlampe in genau 1 m Distanz gegenübergestellt, so dass die Mitte der Tafel senkrecht von den Lichtstrahlen getroffen wird. Die indizierte Helligkeit h_1 der Tafel ist alsdann 1 Meterkerze und derselben proportional ist die der weissen Tafel jetzt zukommende Flächenhelligkeit $\mathfrak{h}_1$. Nunmehr wird derselbe weisse Karton an dem Orte P in die gewählte, z. B. horizontale

Lage gebracht und hier dem zu messenden diffusen Lichte ausgesetzt, dessen indizierte Helligkeit h sei; die Flächenhelligkeit des Kartons sei $\mathfrak{h}$. Dann ist $h : h_1 = \mathfrak{h} : \mathfrak{h}_1$. Man braucht demnach nur das Verhältnis der beiden Flächenhelligkeiten des zu beiden Versuchen benutzten nämlichen Kartons zu messen, um das gesuchte h in Meterkerzen ausgedrückt zu erhalten, unabhängig von der mehr oder weniger vollkommenen Albedo (s. 122) des speziellen Kartons. Eine solche Vergleichung von zwei Flächenhelligkeiten an verschiedenen Orten kann bequem und genau mit Hilfe des leicht transportablen Milchglasplattenphotometers ausgeführt werden.

128. Dieser Apparat (Fig. 48) besteht aus zwei rechtwinklig gegeneinander stehenden, circa 8 cm weiten Röhren A und B. Der Tubus A wird in horizontaler Lage an einem Stativ gehalten, während B mittelst eines weiten seitlichen Rohrstutzens i in

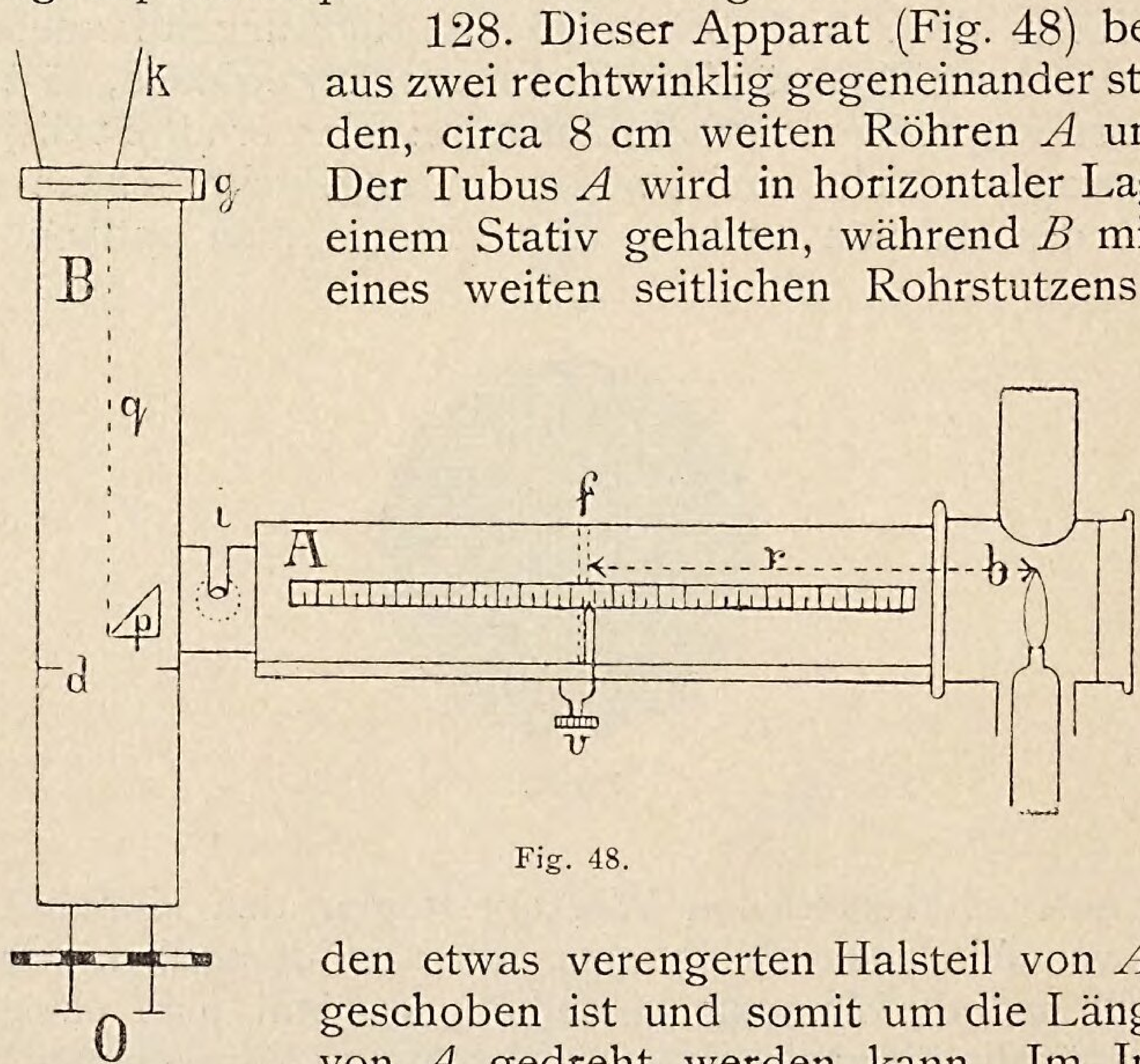


Fig. 48.

den etwas verengerten Halsteil von A eingeschoben ist und somit um die Längsaxe von A gedreht werden kann. Im Innern von B, dem Rohrstutzen i gegenüber, ist ein rechtwinkliges Prisma p befestigt. Ein von O aus auf dieses Prisma blickendes Auge sieht demnach durch Totalreflexion längs der Zentrallinie des Tubus A in diesen hinein, wie auch immer der Tubus B gegen A gedreht sein mag. Im Innern von A ist durch einen Trieb v verschiebbar die runde Michglasscheibe f. Letztere wird durchscheinend erleuchtet von der Benzinkerze b und ihre vom Auge wahrgenommene Helligkeit ist umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes r. Der Tubus B kann bei g durch ein oder mehrere viereckige Milchgläser geschlossen werden, vor denen sich noch zur eventuellen Abhaltung seitlichen Lichtes ein Abblendungskonus k befindet. Die innere Längswand q verhindert, dass aus der Richtung von g her falsches Licht auf

das Prisma p fällt. Endlich ist in B noch das Diaphragma d vorhanden, welches dem Gesichtsfelde des Beobachters eine oblonge Begrenzung (Fig. 49) gibt. Dieses Gesichtsfeld wird durch die an q anstossende scharfe Kante des Prismas in eine rechte und linke Hälfte geteilt. Die erstere wird vom Auge mit derjenigen Helligkeit wahrgenommen, welche dem transparenten Licht der Scheibe f entspricht. In der linken Hälfte des Gesichtsfeldes dagegen sieht das Auge, falls bei g keine Milchglasplatte eingeschoben ist, auf diejenigen Gegenstände oder hellen Flächen, auf welche der drehbare Tubus B gerichtet ist. Durch Verschiebung von f erreicht man es nun, dass beide Hälften des Gesichtsfeldes genau gleich hell werden.

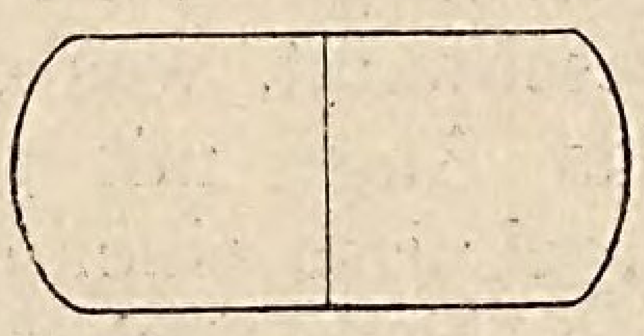


Fig. 49.

Da nun die Helligkeit rechts proportional $\frac{1}{r^2}$ ist, so ist es auch diejenige links. Wird sonach der Apparat bei den oben erwähnten Versuchen das eine Mal im Dunkelzimmer auf den mit 1 Meterkerze erleuchteten Karton und das andere Mal an dem Orte P auf den daselbst horizontal gelegten gleichen Karton gerichtet und jedesmal auf Helligkeitsgleichheit des Gesichtsfeldes eingestellt, so verhalten sich die Helligkeiten des Kartons in den beiden Positionen wie $\frac{1}{r^2}:\frac{1}{r_1^2}$ oder wie $r_1^2:r^2$, wenn r_1 die Einstellung im Dunkelzimmer und r die Einstellung am Orte P war. Das gesuchte diffuse Licht h in P (für die speziell gewählte Lage des Kartons) ist demnach $\frac{r_1^2}{r^2}$ Meterkerzen, oder, wenn die für weitere Messungen mit demselben Apparat unveränderliche Grösse r_1^2 als Konstante C bezeichnet wird, $h = C \cdot \frac{1}{r^2}$. Die stillschweigend gemachte Voraussetzung, dass bei beiden Versuchen die Benzinkerze b die gleiche Beschaffenheit hat, wird durch eine die Flammenlänge messende, hinter b angebrachte Skala kontrolliert. Falls die indizierten Helligkeiten an dem Orte P so gross werden, dass zur Einstellung des Photometers die Platte f allzunahe an b herangeschoben werden müsste, legt man bei g ein oder mehrere Milchgläser ein, bei deren Benutzung dann dieselbe Formel für h jedoch mit veränderter Konstanten C gilt.

129. In der von dem Kerzen- und Lampenlicht sehr bedeutend abweichenden Färbung des diffusen Tageslichtes ist eine nicht unerhebliche Schwierigkeit für die Messung des letzteren begründet. Richtet man nämlich das Photometer auf eine vom Tageslicht beleuchtete weisse Tafel, so sieht die rechte Hälfte des Gesichtsfeldes, welche ihr Licht

Vergleichung ungleichfarbigen Lichtes.

von der Benzinkerze erhält, lebhaft orangegefärbt aus und eine Einstellung auf gleiche Helligkeit ist dem Auge nicht mehr möglich. Dennoch lässt sich ein auf Hefnerlicht bezogenes Mass des Tageslichtes gewinnen, wenn man zunächst die Vergleichung beider Lichtarten auf einzelne Farben derselben beschränkt, was durch Vorschaltung von farbigen Gläsern vor das Auge mit genügender Schärfe geschieht. Die Zahlenergebnisse einer solchen Partialbeobachtung fallen je nach dem gewählten Farbenkomplexe und je nach der Qualität des Tageslichtes sehr verschieden aus und müssen daher mit einem von beiden Umständen abhängigen Koeffizienten multipliziert werden, um einen bestimmten numerischen Wert für das zu messende Gesamtlicht zu geben. Die Ermittelung dieses Koeffizienten geschieht durch besondere Vorversuche und besteht der Hauptsache nach in folgendem: Man stellt sich zwei weisse Tafeln oder transparent beleuchtete Flächen her, von denen die eine durch Tageslicht, die andere durch Kerzenlicht beleuchtet ist. Die Intensitäten werden so reguliert, dass die gleichen Schriftzeichen auf beiden Flächen gleich deutlich erkennbar sind. Alsdann sind die beiden Helligkeiten äquivalent in Bezug auf Sehschärfe. Nunmehr bestimmt man das Helligkeitsverhältnis beider Flächen unter Vorschaltung des farbigen Glases und erhält hierdurch jenen vorhin genannten Koeffizienten. Für andere und andere Farbennuancen des Tageslichtes nehmen diese Koeffizienten andere und andere Werte an. Mit welcher Nuance des Tageslichtes man es in jedem Falle einer Messung zu thun hat, ermittelt man durch Vergleichung der mit zwei verschiedenen farbigen Gläsern (z. B. rot und grün) erzielten Helligkeitsverhältnisse.

Lichtgüte eines Arbeitsplatzes.

130. Durch das Photometer kann in der vorhin beschriebenen Weise die Helligkeit eines Platzes zu irgend einer bestimmten Zeit gemessen werden. Das Resultat ist ein von den Tagesstunden und Jahreszeiten, sowie von dem jeweiligen Bewölkungszustande abhängiges und ausserordentlich stark wechselndes. Erst vielfach wiederholte Beobachtungen an derselben Stelle würden zu einem Mittelwert der hier herrschenden Helligkeit führen. Einen vorläufigen Anhalt für die durchschnittlich auf einem Platze im Innern eines Hauses zu erwartende Helligkeit gewinnt man durch die Ausmessung der Grösse des von dem betreffenden Platze aus direkt sichtbaren Himmelsstückes. Dieses letztere ist vorzugsweise entscheidend für die durchschnittliche Helligkeit, d. h. für die Lichtgüte eines

Raumwinkel.

Platzes. Zieht man nämlich von einem Punkte des in Betracht gezogenen Arbeitsplatzes aus gerade Linien an die Konturen der Fensteröffnungen bezw. der dem Fenster gegenüberliegenden

Dachkanten, so begrenzen diese Linien einen räumlichen Winkel oder Raumwinkel Ω. Von der Grösse dieses Winkels, sowie von der Flächenhelligkeit $\mathfrak{h}$ des von Ω eingeschlossenen Himmelsstückes und dem mittleren Elevationswinkel α der Lichtstrahlen hängt nun die indizierte Helligkeit h des Platzes nach der Formel ab

$$h = \mathfrak{h} \, . \, \Omega \, . \, \sin \alpha \, . \, \frac{4\pi}{(360)^2}$$

oder, wenn man $\Omega \, . \sin \alpha$ als reduzierten Raumwinkel ω bezeichnet,

$$h = \mathfrak{h} \, . \, \omega \, . \, \frac{4\pi}{(360)^2} = \text{rund } 0{,}0001 \, . \, \mathfrak{h} \, . \, \omega .$$

Einheit für Ω ist der Quadratgrad (entsprechend demjenigen rechtwinkeligen, sphärischen Viereck, dessen Seiten 1 Bogengrad gross sind). Es kann Ω mit einer für viele Zwecke genügenden Genauigkeit gemessen werden mittelst des in Fig. 50 abgebildeten Raumwinkelmessers. Die Wirkungsweise dieses Apparates beruht darauf, dass mittelst einer auf dem Massstabe T verschiebbaren Linse L ein Bild der Fensteröffnung auf eine in gleiche Quadrate geteilte Papierscheibe S geworfen wird. Zieht man nämlich von den Randpunkten des auf dem Papiere sichtbaren Himmelsbildes gerade Linien nach dem Mittelpunkte der Linse, so bilden diese Linien genau denselben räumlichen Winkel, wie diejenigen Strahlen, die von den Randpunkten des Fensters nach dem Mittelpunkt der Linse, oder was auf nahezu das gleiche Resultat hinauskommt, nach einem Punkte der Tischfläche gezogen werden. Richtet man nun die Grösse der Quadrate in bestimmtem Verhältnisse zu der Brennweite der Linse ein, so hat man nur nötig, die Anzahl derjenigen Quadrate des Papieres zu zählen, welche von dem hellen Himmelsbilde bedeckt werden. Diese Zahl gibt die Grösse des zu messenden Raumwinkels in Quadratgraden an. Es ist dies der rohe, nicht reduzierte Raumwinkel Ω. Wenn man ferner den Apparat gleichzeitig so aufgestellt hat, dass der Mittelpunkt oder Schwerpunkt des hellen Fensterbildes auf die durch einen Stift C markierte Mitte der Papierscheibe fällt, so gibt die Linie: Linsenmitte — Stift zugleich die mittlere Richtung der Lichtstrahlen an und man

Raumwinkelmesser.

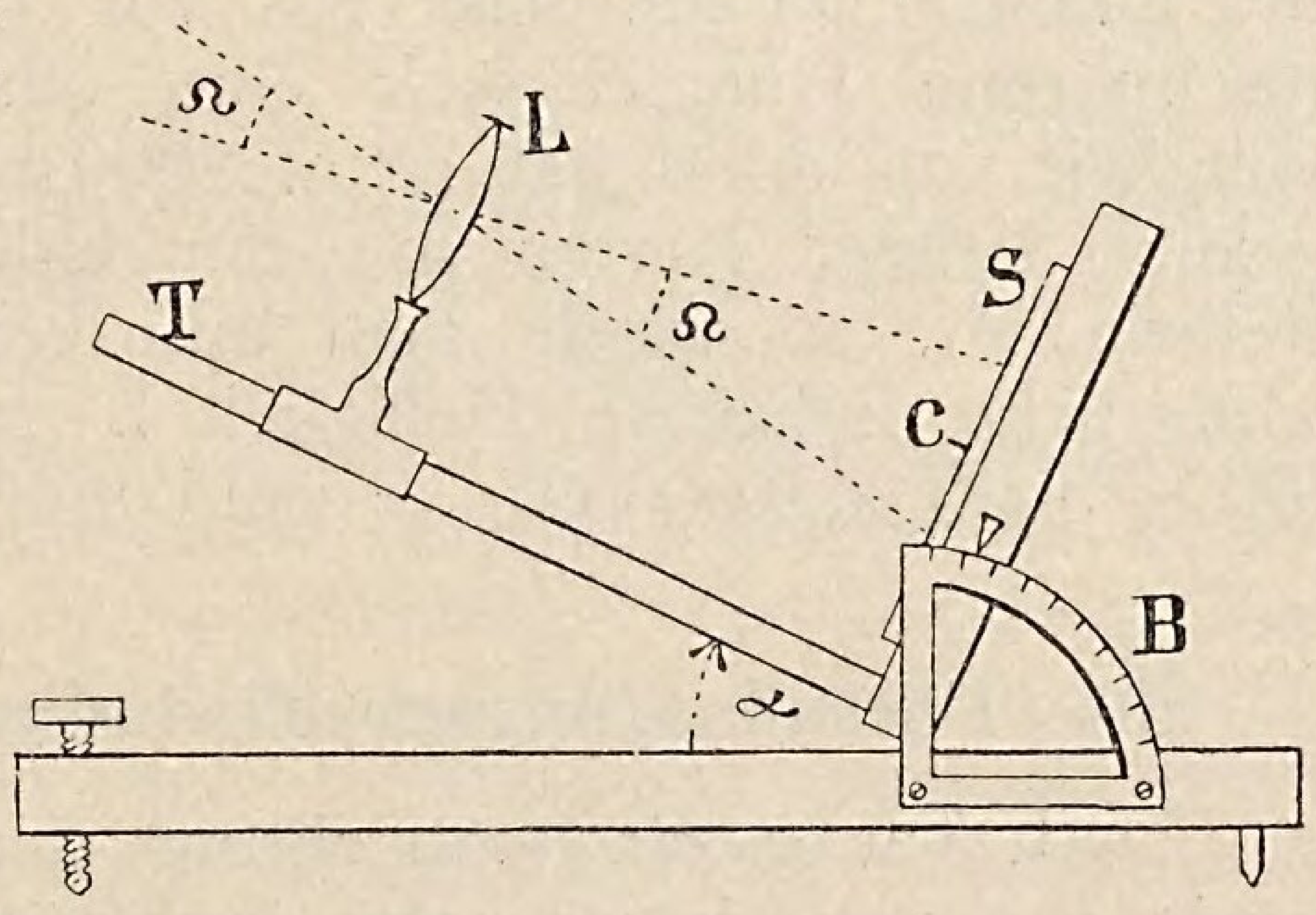


Fig. 50.

liest den Winkel α dieser Richtung gegen die Horizontalebene (bezw. die Ebene des Tischplatzes) an einem Gradbogen B ab. Damit findet man den reduzierten Raumwinkel $\omega = \Omega . \sin \alpha$. Die streng genommen bei dieser Methode gemachten Voraussetzungen: 1. dass die von dem Fensterbilde bedeckte Papierfläche eine unendlich kleine sei und 2. dass der Linsenabstand vom Papier ein für allemal derselbe sei, berücksichtigt man dadurch, dass bei vielen und grossen Fensteröffnungen die einzelnen Teile derselben nach Ω und α gemessen werden, und dass man alle Einzelprodukte $\Omega . \sin \alpha$ addiert, ferner dadurch, dass man bei grosser Fensternähe, welche eine Vergrösserung des normalen Linsenabstandes l_1 auf l nötig macht, Ω im Verhältnisse $\frac{l_1^2}{l^2}$ verkleinert.

Beispiel.

Ist beispielsweise gefunden, dass der gesamte reduzierte Raumwinkel eines Platzes 100 Quadratgrade beträgt, und nimmt man an, dass das von diesem Raumwinkel ausgeschnittene Himmelsstück eine durchschnittliche Flächenhelligkeit von 8000 hat (d. h. 8000 mal so hell ist, wie ein absolut weisser Karton mit der indizierten Helligkeit einer Meterkerze), so würde man auf diesem Platze eine durchschnittliche indizierte Helligkeit h zu erwarten haben von $100 \times 8000 \times 0{,}000097 =$ rund 80 Meterkerzen.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes.

Verfinsterung der Jupitersmonde.

131. Durch die Beobachtung der Verfinsterungen der Jupitersmonde berechnete Olaf Römer 1676 die Geschwindigkeit des Lichtes. Der Eintritt eines dieser Monde in den Schatten des Planeten ist mit Schärfe zu beobachten und indem sich dies Ereignis bei jedem Umlaufe des Mondes wiederholt, markieren die Zeitpunkte der Verfinsterungen eine Reihe von unter sich gleichen Zeitabschnitten Hätte die Erde immer den gleichen Abstand vom Jupiter, so würde man nach immer gleichen Zeiträumen die Verfinsterung wahrnehmen. In den Zeiten der Quadratur nähert oder entfernt sich die Erde jedoch mit einer beträchtlichen Geschwindigkeit, welche durch astronomische Beobachtungen bekannt ist. Während der Entfernung tritt nun eine Verzögerung in den wahrgenommenen Verfinsterungszeiten ein, während bei der Annäherung eine Verfrühung beobachtet wird. Beides erklärt sich aus dem Umstande, dass das Licht zum Durchlaufen des grösseren oder kleineren Weges verschieden grosse Zeit braucht. Dividiert man also die Distanzveränderung durch die Grösse der Zeitabweichung, so erhält man die Geschwindigkeit des Lichtes.

132. Ein anderer Weg zur Berechnung der Lichtgeschwindigkeit ist von Bradley 1725 in der Aberration der Fixsterne aufgefunden worden. Gleichwie der senkrecht herabfallende Regen auf den Fenstern eines Eisenbahnzuges nicht mehr vertikale, sondern schräg nach hinten und unten gerichtete Spuren hinterlässt, so erfahren auch die auf die schnell im Weltraum dahinfahrende Erde gerichteten Lichtstrahlen eine scheinbare Ablenkung, welche es bewirkt, dass die Fixsterne in der Richtung der Fortbewegung der Erde um einen, wenn auch sehr kleinen Winkel, den Aberrationswinkel, verschoben erscheinen. Die Verschiebung derselben Sterne kehrt sich nach einem halben Jahre um, wenn die Erde die entgegengesetzte Richtung hat. Alle Sterne scheinen im Laufe eines Jahres eine sehr kleine, elliptische Bahn zu beschreiben, welche in eine gerade Linie übergeht für die in der Ekliptik liegenden und in einen Kreis für die im Pole der Ekliptik liegenden Sterne. Die halbe grosse Axe dieser Ellipsen beträgt 20,25″. Die Tangente dieses Winkels ist gleich dem Verhältnisse der Erdgeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit. Man findet hieraus für die Lichtgeschwindigkeit 299000 km per Sec., während die Jupiter-Beobachtungen 308000 km ergeben. Aberration des Lichtes.

133. Wegen der ausserordentlich grossen Geschwindigkeit des Lichtes ist diese Zahl durch rein terrestrische Beobachtungen nur schwierig zu bestimmen. Fizeau liess einen Lichtstrahl durch die Lücken eines schnell rotierenden Zahnrades hindurchgehen und nach Zurücklegung eines grösseren Weges durch Spiegelung auf derselben Linie zurückkehren. War in der hierzu erforderlichen Zeit gerade der nächste Zahn des Rades an die Stelle der Lücke getreten, so wurde das Licht von diesem aufgefangen. Die Geschwindigkeit des Lichtes erhält man alsdann, wenn man den zurückgelegten Weg durch diejenige Zeit dividiert, welche zur Umdrehung des Rades um eine halbe Zahndistanz erforderlich war. Foucault, Cornu, Michelson haben gleichfalls terrestrische Beobachtungen nach verwandten Methoden angestellt. Ihre Zahlenergebnisse sind nahezu 300000 km. Methode von Fizeau.

Zu demselben Werte gelangt man auch durch elektrische Untersuchungen in Konsequenz der Annahme, dass der Lichtäther identisch sei mit demjenigen Substrat, welches die Fernübertragung der Induktionswirkungen vermittelt.

Die Reflexion des Lichtes.

134. So lange ein Lichtstrahl sich in einem und demselben homogenen Medium fortbewegt, ist sein Weg ein gerad- Diffuse und spiegelnde Reflexion.

liniger. Trifft er auf die Grenzfläche eines andern Körpers, so geht ein Teil des Lichtes in diesen über, ein anderer Teil des Lichtes wird in das erste Medium zurückgeworfen. Diese Reflexion ist je nach der Beschaffenheit der Grenzfläche eine diffuse, d. h. nach allen Seiten gerichtete oder eine spiegelnde, in einer ganz bestimmten Richtung liegende. Je mehr die Grenzfläche von Rauhheiten befreit ist und sich einer vollkommenen polierten Fläche nähert, um so mehr Licht wird gespiegelt, um so weniger Licht wird diffus reflektiert.

Ebene Spiegel. Grundgesetz.

135. Ist die spiegelnde Fläche eine Ebene, so ist der Weg des gespiegelten Lichtstrahles durch das Gesetz bestimmt, dass derselbe mit dem einfallenden Lichtstrahl und dem Einfallslote in derselben (auf der Spiegelfläche senkrechten) Ebene liegt und mit dem Einfallslote denselben Winkel bildet, wie der einfallende Lichtstrahl. Unter dem Einfallslot ist die am Einfallspunkte auf der Spiegelfläche errichtete Senkrechte, die sogenannte Spiegelnormale zu verstehen.

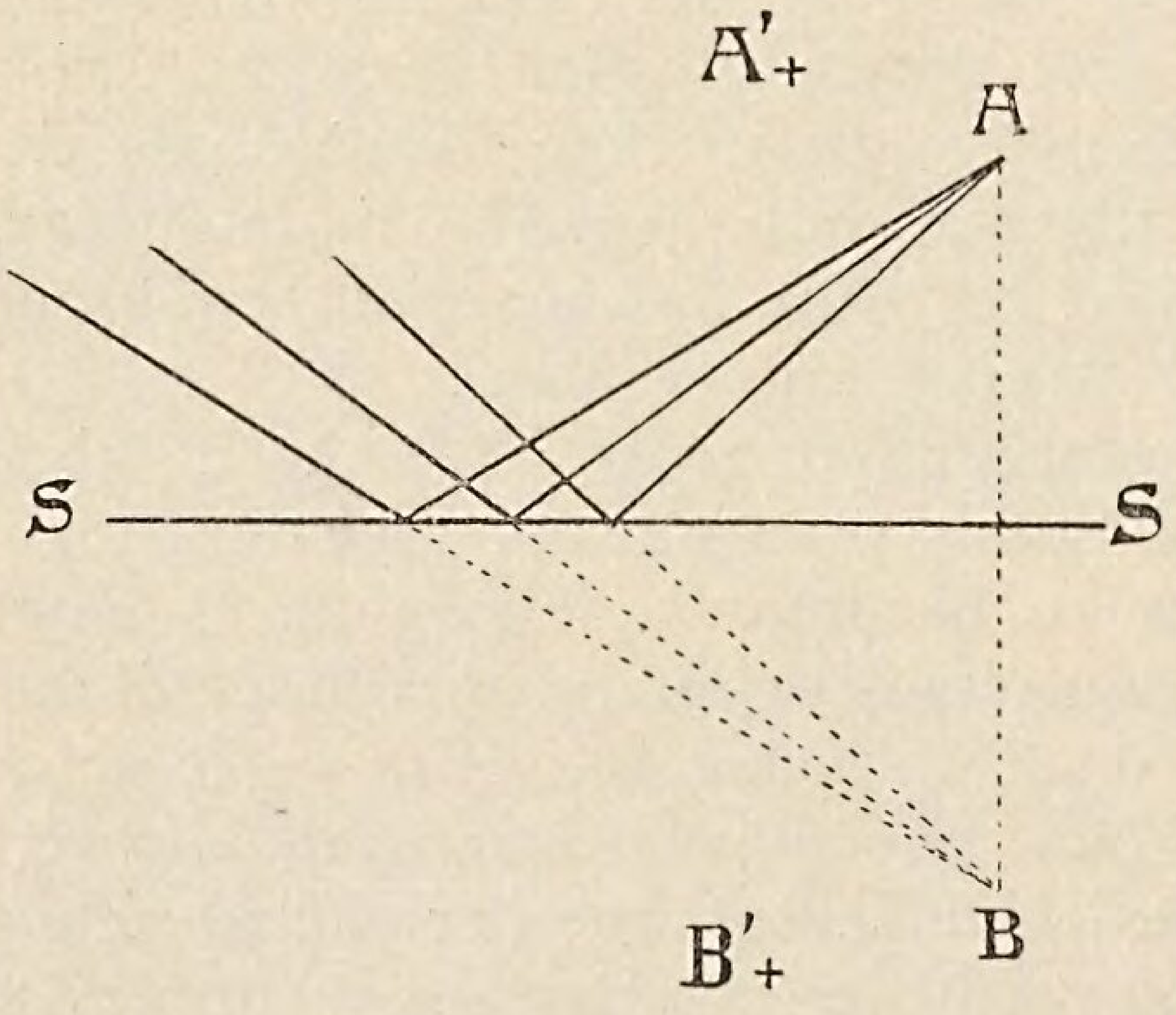


Fig. 51.

Folgerungen aus dem Grundgesetze.

136. Aus diesem Fundamentalgesetze ergibt sich leicht, dass alle von einem Lichtpunkte A aus auf einen Spiegel $S\,S$ (Fig. 51) fallenden Lichtstrahlen derart reflektiert werden, als kämen sie von dem Punkte B her. B heisst der Spiegelpunkt von A und liegt mit A symmetrisch zur Spiegelebene. Das Gleiche gilt von dem leuchtenden Punkte A' und seinem Spiegelpunkte B'. Ein von A nach A' sich ausdehnender leuchtender Körper wird also ein Spiegelbild besitzen, welches sich in symmetrischer Lage von B bis B' erstreckt (das Spiegelbild der rechten Hand ist eine linke).

Spiegelsextant.

Ferner ist leicht zu beweisen, dass bei Drehung des Spiegels um α^0 die reflektierten Lichtstrahlen um $2\,\alpha^0$ gedreht werden. Die Konstruktion des Spiegelsextanten beruht auf diesem Satze. Sieht man (Fig. 52) von O aus über den Spiegel S_1 weg (oder durch ein Loch in demselben) nach dem Stern A, so wird man durch zweimalige Spiegelung an den Spiegeln S_1 und S_2 auf dem Wege $O\,S_1\,S_2\,A'$ ein zweites Bild des Sternes sehen, welches sich bei paralleler Stellung

von S_1 und S_2 mit dem direkt gesehenen A deckt. Dreht man nun den Spiegel S_2 um den Winkel α, so sieht man von O aus mit A zusammenfallend den Stern B, welcher um den Winkel 2α von A entfernt ist. Aus der Messung der Spiegeldrehung findet man also den Winkel zwischen zwei nach fernen Lichtpunkten A und B gezogenen Richtungen. — Die Gauss-Poggendorff'sche, für viele physikalische Beobachtungen unentbehrliche und ungemein wirksame Spiegelablesung beruht auf der nämlichen Grundlage. Sieht man

Gauss-Poggendorff'sche Spiegelablesung.

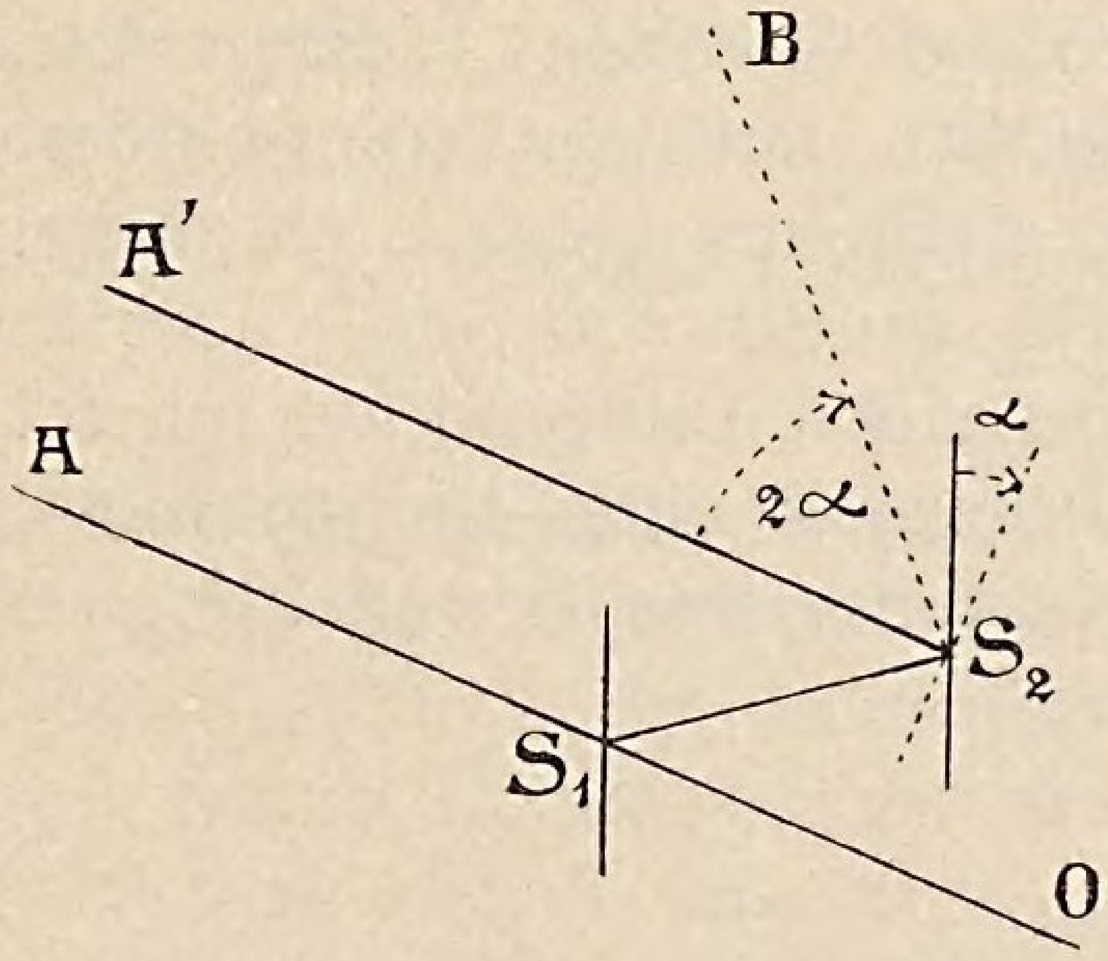


Fig. 52.

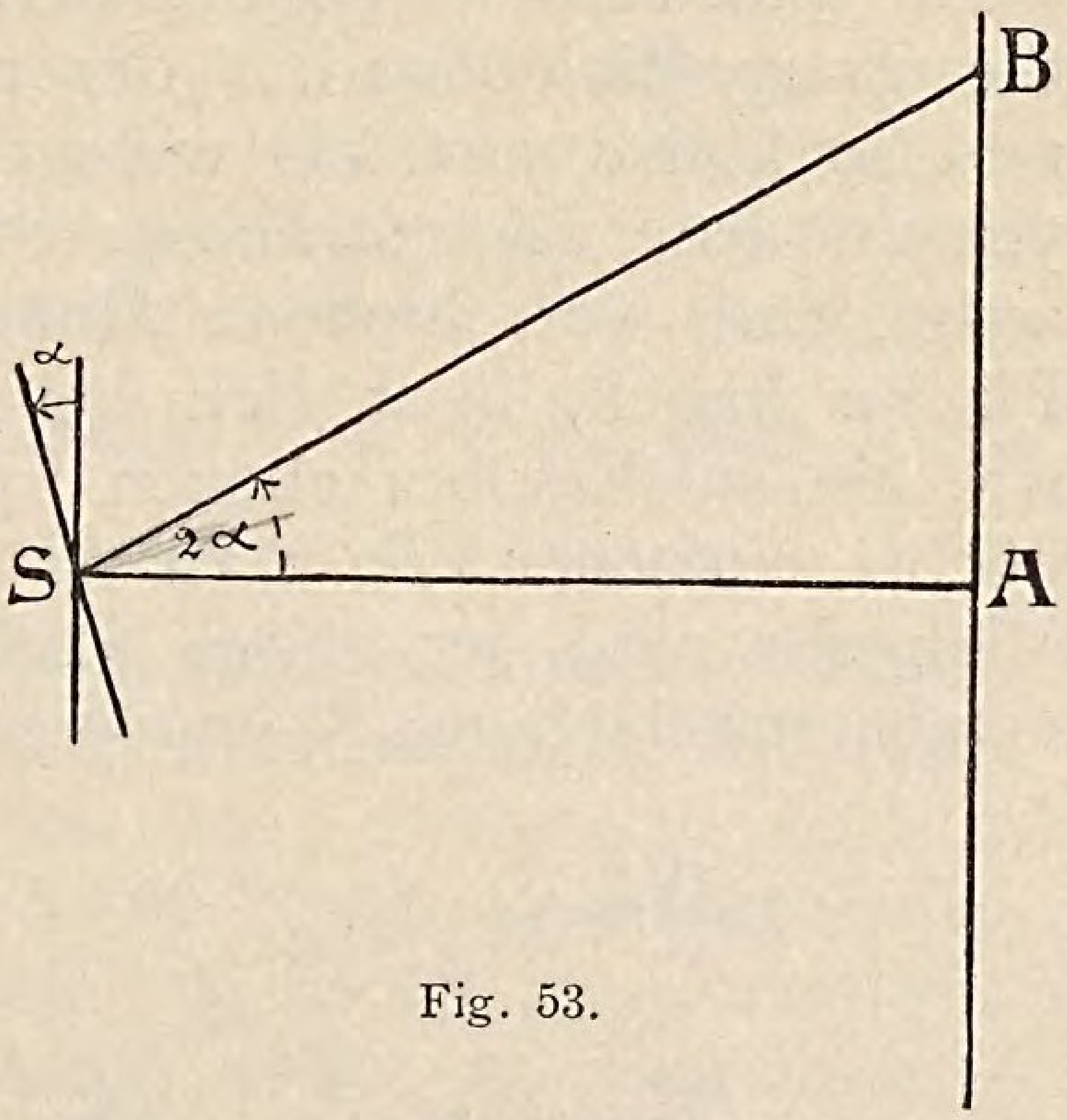


Fig. 53.

(Fig. 53) von A aus durch Reflexion am Spiegel S einen bei A liegenden Teilstrich der Skala AB, so wird man nach Drehung des Spiegels S um den Winkel α jetzt von A aus den bei B liegenden Teilstrich sehen, und ASB ist $= 2\alpha$. Ist nun der Spiegel S mit einem Körper verbunden, dessen Drehung gemessen werden soll (z. B. mit einer Magnetnadel), so findet man den gesuchten Drehungswinkel α durch die Beziehung $\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{AB}{AS}$. AS wird der Skalenabstand genannt. Die feste Visierrichtung von A aus auf den Spiegel wird durch ein Fernrohr mit Fadenkreuz hergestellt.

Goniometer.

Soll der Winkel φ zwischen zwei spiegelnden Ebenen, z. B. zwischen zwei Krystallflächen gemessen werden, so visiert man von A aus (Fig. 54) bei passender Stellung des Krystalles durch Reflexion an der Fläche I auf einen festen Lichtpunkt B. Nunmehr dreht man den Krystall so weit, bis man durch Spiegelung in der Fläche II wieder auf denselben

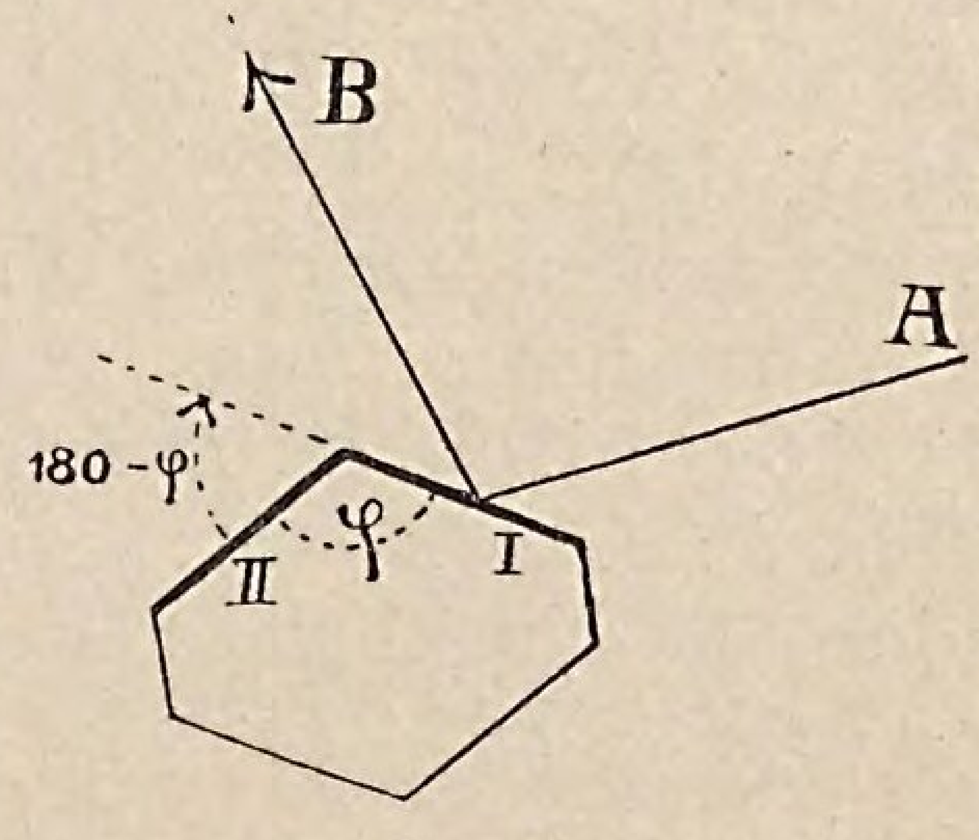


Fig. 54.

Punkt B visiert. Dies geschieht, wenn die Fläche II mit der früheren Lage von I genau parallel ist. Dazu ist ein Drehungswinkel nötig, welcher gleich $180^0 - \varphi$ ist. Um diesen Winkel direkt ablesen zu können, muss eine Kreisteilung vorhanden sein, um deren Zentrum ein den Krystall tragendes Tischchen drehbar ist.

Krummflächige Spiegel.

137. Fällt ein Lichtstrahl auf einen krummflächigen Spiegel, so findet man den Weg des reflektierten Strahles, wenn man sich in dem Einfallspunkte des Lichtstrahles die Tangentialebene an die Spiegelfläche gelegt denkt und nun so konstruiert, als wäre diese Ebene die spiegelnde. Für verschiedene Lichtstrahlen, die von demselben Lichtpunkte ausgehend, verschiedene Einfallspunkte auf der spiegelnden Fläche haben, lässt sich kein so einfaches Gesetz angeben, wie ein solches bei ebenen Spiegeln gültig war und dort in höchst einfacher Weise zu der Lage eines Bildpunktes führte. Vielmehr wird der ganze Strahlenkomplex eines Lichtpunktes von krummflächigen Spiegeln so reflektiert, dass die reflektierten

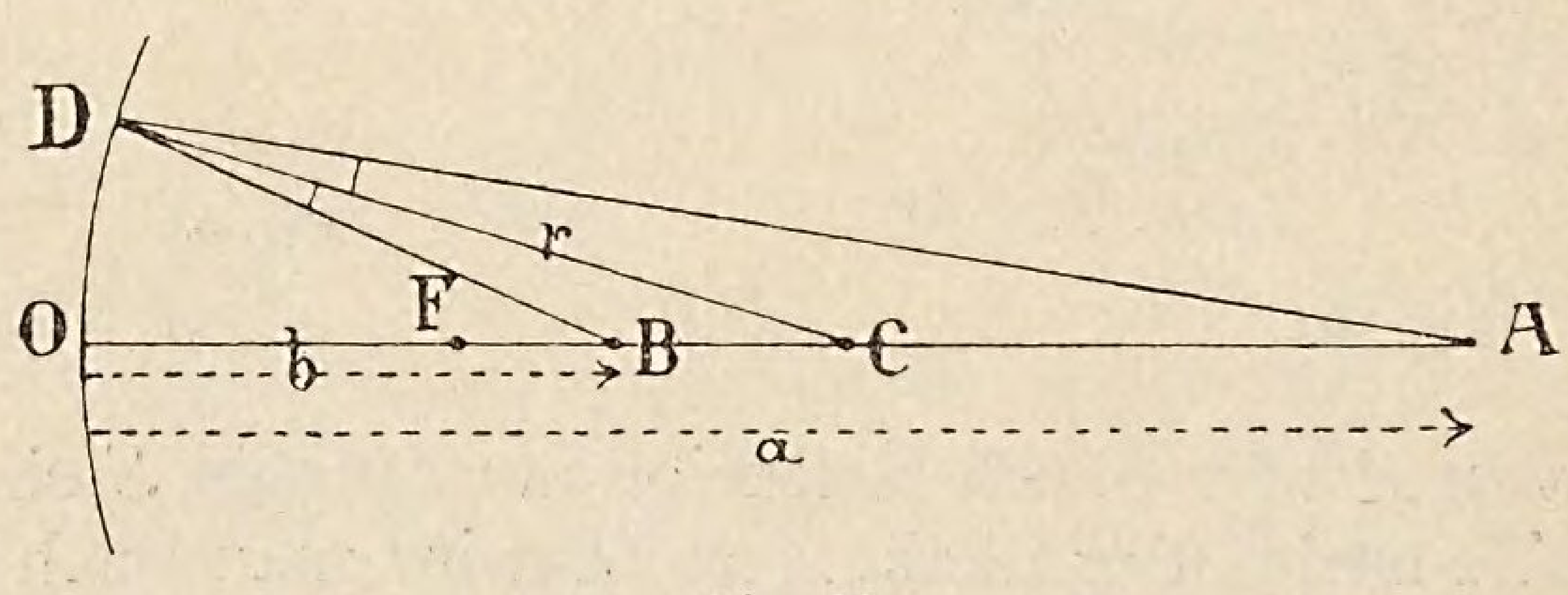


Fig. 55.

Strahlen im allgemeinen keinen gemeinsamen Schnittpunkt mehr haben. Nur bei parabolisch oder elliptisch gekrümmten Spiegeln ist dies letztere bei gewisser Lage des Lichtpunktes der Fall und annähernd auch bei sphärisch gekrümmten Spiegeln, falls die spiegelnde Fläche einen sehr kleinen Teil der ganzen Kugeloberfläche bildet.

Sphärischer Hohlspiegel.

138. Die von A (Fig. 55) ausgehenden Lichtstrahlen mögen auf den Hohlspiegel DO fallen. Einer dieser Strahlen sei AD. Man ziehe vom Kugelmittelpunkt C die Linie CD. Dann muss der Strahl AD reflektiert in die Richtung DB fallen, so dass $\sphericalangle BDC = ADC$. Für das Dreieck DBA ist dann wegen der genannten gleichen Winkel $DB : DA = CB : CA$. Unter der Annahme, dass AD einen sehr kleinen Winkel mit ACO bilde, ist DB annähernd $= OB = b$, $DA = OA = a$, mithin $b : a = (r - b) : (a - r)$, wenn mit $r = CO = CD$ der Radius der Kugel bezeichnet wird. Die letzte Proportion gibt $ar - ab = ab - br$ oder $br + ar = 2ab$, oder wenn man auf beiden Seiten mit $a . b$ dividiert $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{r}$.

In dieser Gleichung kommt der Winkel DAO nicht vor. Derselbe ist also unwesentlich und wir schliessen, dass sämtliche anderen Lichtstrahlen, die von A aus auf den Spiegel fallen, reflektiert in dem gleichen Abstande b den Zentralstrahl AO schneiden werden. Der Punkt B ist somit unter der genannten Einschränkung das Spiegelbild des Punktes A. Ist A unendlich weit vom Spiegel entfernt, so ist $\frac{1}{a} = 0$ und es wird $b = \frac{r}{2}$, d. h. Lichtstrahlen, die aus dem Unendlichen kommen, oder sogenannte parallele Lichtstrahlen vereinigen sich in einem Punkte B, der auf der Hälfte des in der Richtung AC liegenden Radius liegt. Dieser Punkt heisst Brennpunkt F und sein Abstand vom Spiegel die Brennweite oder Fokaldistanz $f = \frac{r}{2}$. Die obige Gleichung schreibt man daher auch

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Konjugierte Punkte.

Die Rolle, welche A und B spielen, kann offenbar vertauscht werden, man nennt daher auch A und B konjugierte Punkte. Rückt A aus dem Unendlichen bis an C heran, so rückt B von F bis C, indem hier bei C beide Punkte zusammenfallen. Rückt A von C bis F, so geht B von C bis ins Unendliche. Verlegt man A noch über F hinaus näher an den Spiegel, so springt B auf die entgegengesetzte Seite des Spiegels und nähert sich dem Punkte O gleichzeitig mit A. In diesem letzteren Falle einer negativen Distanz D findet also keine wirkliche Wiedervereinigung des von A ausgehenden Strahlenbüschels statt, und man bezeichnet den Bildpunkt B, den man nur durch Rückwärtsverlängerung der von A kommenden Strahlen erhält, als virtuellen Bildpunkt im Gegensatze zu einem reellen Bildpunkt, in welchem eine wirkliche Wiedervereinigung der von B kommenden Strahlen wie in Fig. 55 stattfindet.

Reelles und virtuelles Bild.

Brennpunkt.

Die Bezeichnung »Brennpunkt« rührt daher, dass zugleich mit den Lichtwirkungen auch die Wärmewirkungen in den reellen Bildpunkten gesammelt werden. In F sammelt sich daher die Wärmewirkung aller parallel (von einem unendlich fernen Punkte A) auf den Spiegel fallenden Strahlen. Die parallelen Sonnenstrahlen können Körper, die am Brennpunkt F liegen, zur Entflammung bringen.

Die Wiedervereinigung des Strahlenbüschels A in einem Punkte findet angenähert nur statt, wenn das von ihnen getroffene Spiegelstück einen sehr kleinen Teil der ganzen Kugel bildet (unendlich kleiner Oeffnungswinkel des Spiegels). Andernfalls ist die Vereinigungsstelle des Strahlenbüschels eine Fläche (katakaustische Fläche).

Bei parabolisch gekrümmten Hohlspiegeln (Rotationsparaboloid) vereinigen sich alle parallel der Axe einfallenden parallelen Strahlen genau im Brennpunkt. Ist der Spiegel ein Rotationsellipsoid, so sind die Brennpunkte der Ellipse konjugierte Punkte, gleichfalls ohne Beschränkung des Oeffnungswinkels.

Lage und Grösse des Bildes.

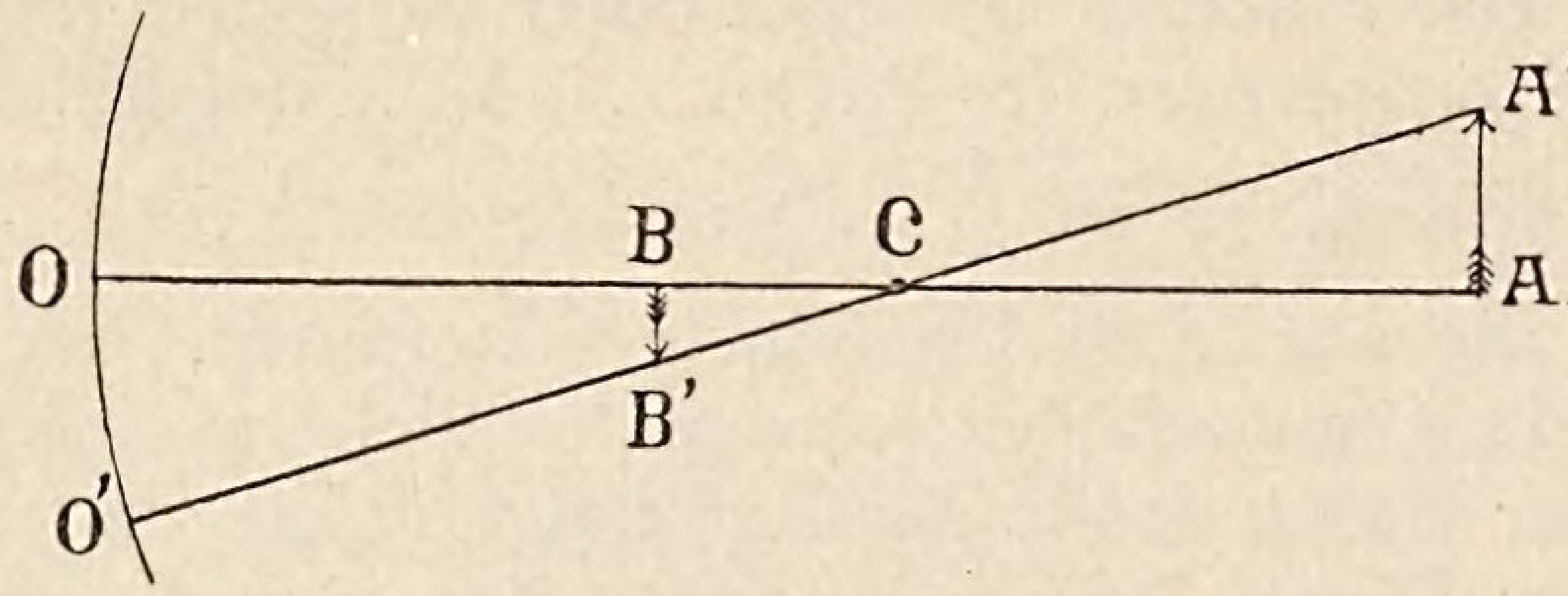


Fig. 56.

Ist ausser dem leuchtenden Punkt A ein zweiter A' (Fig. 56) gegeben, so findet man den Bildpunkt zu A' nach der Formel $\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}$ auf dem durch A' und C gelegten Zentralstrahl $A'CO'$ in dem Punkte B'. Ein von A nach A' sich erstreckender Gegenstand hat demnach ein von B nach B' sich erstreckendes Bild. Dasselbe ist reell, wenn B und B' reell sind und ist in diesem Falle umgekehrt liegend. Sind B und B' virtuell, so ist das Bild aufrecht stehend (Fig. 57) und ist vergrössert.

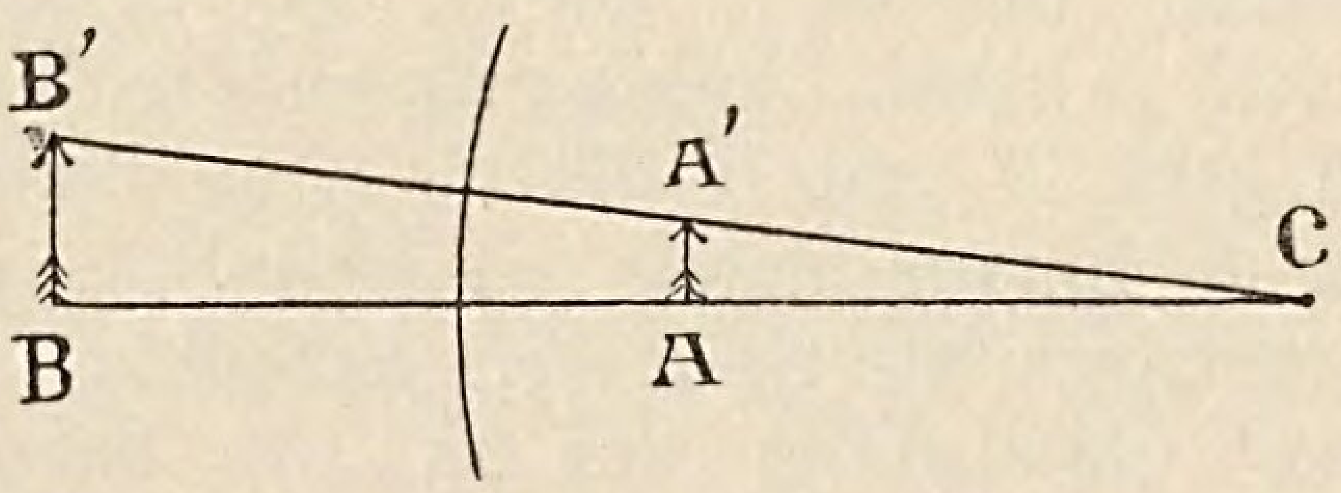


Fig. 57.

Gegenstandsgrösse (AA') und Bildgrösse BB' verhalten sich bei sphärischen Spiegeln wie ihre Abstände vom Kugelmittelpunkt, wie man aus Fig. 56 und 57 unmittelbar entnimmt. Sie verhalten sich zugleich so wie ihre Abstände vom Spiegel aus, wie man leicht beweist, wenn man in Fig. 56 und 57 $A'O$ und OB' zieht.

139. Sphärische Konvexspiegel. Die Bildpunkte sind hier stets virtuell. A und B liegen auch hier auf derselben durch den Kugelmittelpunkt gehenden Linie. Ihre Abstände a und b vom Spiegel sind durch die gleiche Formel $\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{2}{r}=\frac{1}{f}$ bestimmt, wenn man darin r negativ setzt. Gegenstands- und Bildgrösse verhalten sich gleichfalls wie $a:b$.

Die Brechung des Lichtes und das Brechungsgesetz.

Allgemeine Beziehung zur Emmissions- und Undulationstheorie.

140. Beim Uebergang von einem Medium in ein anderes erfährt der Lichtstrahl an der Trennungsfläche eine Knickung seines in beiden Medien geradlinig verlaufenden Weges. So

wird ein aus der Luft schräg auf eine Glasfläche fallender Strahl im Glase gebrochen und zwar derart, dass der Brechungswinkel (Winkel zwischen gebrochenem Strahl und Einfallslot) kleiner ist, als der Einfallswinkel (Winkel zwischen einfallendem Strahl und Einfallslot). Diese Erscheinung würde mit der Emissionstheorie des Lichtes nur gut vereinbar sein, wenn die Geschwindigkeit des Lichtes im Glase grösser wäre, als in der Luft. Denn in diesem Falle könnte die Ablenkung der Lichtteilchen durch eine grössere Anziehung seitens der Glasteilchen erklärt werden. Foucault wies aber durch Versuche nach, dass im Glase oder in dem sich ähnlich verhaltenden Wasser die Lichtgeschwindigkeit eine kleinere sei als in der Luft. Auf dem Boden der Undulationstheorie ergibt sich nun aber die beobachtete Brechung des Lichtes als eine unmittelbare Konsequenz der verschiedenen, mit der direkten Beobachtung übereinstimmenden Geschwindigkeiten des Lichtes in beiden Medien.

Das Snellius'sche Berechnungsgesetz.

141. Ein Lichtbündel, dessen Grenzstrahlen AB und CD seien (Fig. 58), falle aus dem Medium I (Luft) auf die Grenzfläche GG des Mediums II (Glas). EB ist dann ein Stück der durch B gehenden Wellenoberfläche. In der Zeit nun, in welcher nach dem Huygens'schen Prinzip die Welle von E bis D gelangt ist, erreicht die von B ausgehende Welle den Punkt F, wenn $DE : BF = c_1 : c_2$ ist (unter c_1 und c_2 die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten in Luft und Glas verstanden). In demselben Zeitpunkt erreichen auch alle von Zwischenpunkten der Linie BD ausgehenden Wellen die Linie DF und letztere ist Wellenfläche im Medium II. Der gebrochene Strahl BF steht auf derselben senkrecht. Man sieht nun aus der Fig. 58, wenn α der Einfallswinkel und β der Brechungswinkel, dass $\sin\alpha : \sin\beta = DE : BF = c_1 : c_2$. Das von α völlig unabhängige Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten c_1 und c_2 ist eine für die beiden Medien I und II konstante Zahl und wird als Brechungskoeffizient oder Index n bezeichnet. Es ist also (Brechungsgesetz von Snellius)

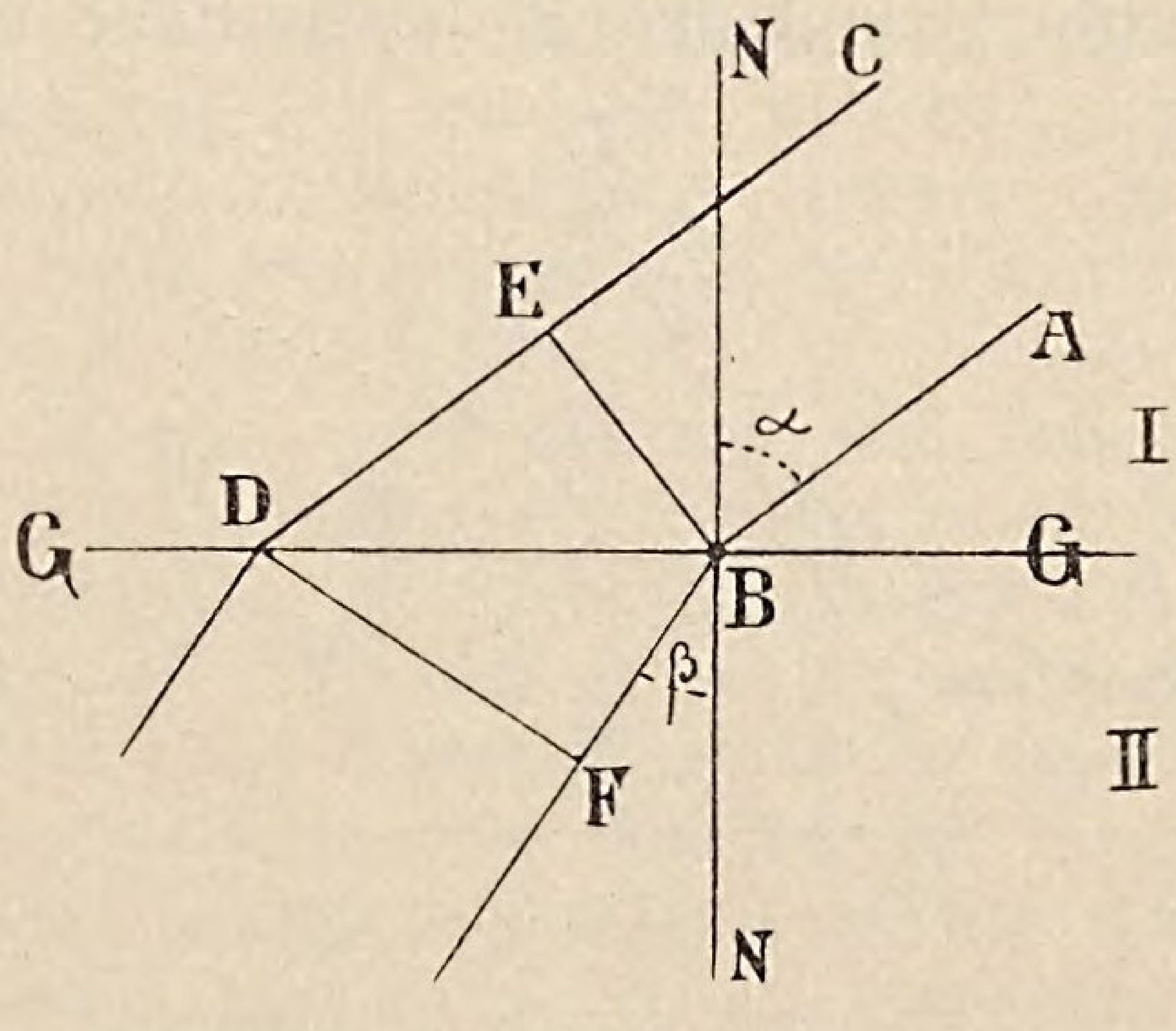


Fig. 58.

Brechungsindex.

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n.$$

Ist n grösser als 1, so wird, wie im Falle der Fig. 58, das Medium II als das optisch dichtere im Vergleich zu I bezeichnet, entsprechend der kleineren Lichtgeschwindigkeit in demselben. Für jeden Einfallswinkel α ist aus der Snellius-

Grenzwinkel.

schen Formel bei bekanntem n das β zu berechnen. Die Formel gilt auch für den umgekehrten Gang des Lichtstrahles von F über B nach A. Für $\alpha = 90^0$, d. h. für den Grenzfall der sogenannten streifenden Incidenz wird $n = \frac{1}{\sin\beta}$ oder $\sin\beta = \frac{1}{n}$. Dieser Winkel β ist für Luft und Glas (da n hierfür circa 1,5 ist) = nahezu 40^0. Kein aus Luft in Glas tretender Lichtstrahl bildet also im Glase mit der Normalen NN grössere Winkel als etwa 40^0. Lässt man umgekehrt aus dem Glase gegen die Grenzfläche GG einen Lichtstrahl mit grösserem β treten, so existiert für diesen überhaupt kein zugehöriges α und die Beobachtung zeigt, dass in diesem Falle das Licht überhaupt nicht aus dem Glase heraustritt, vielmehr mit seiner ganzen Intensität nach dem Reflexionsgesetz an der Fläche GG reflektiert wird. Dies wird als totale Reflexion bezeichnet, da bei jeder anderen Reflexion nur ein Teil des Lichtes reflektiert, ein anderer Teil gebrochen wird.

Totale Reflexion.

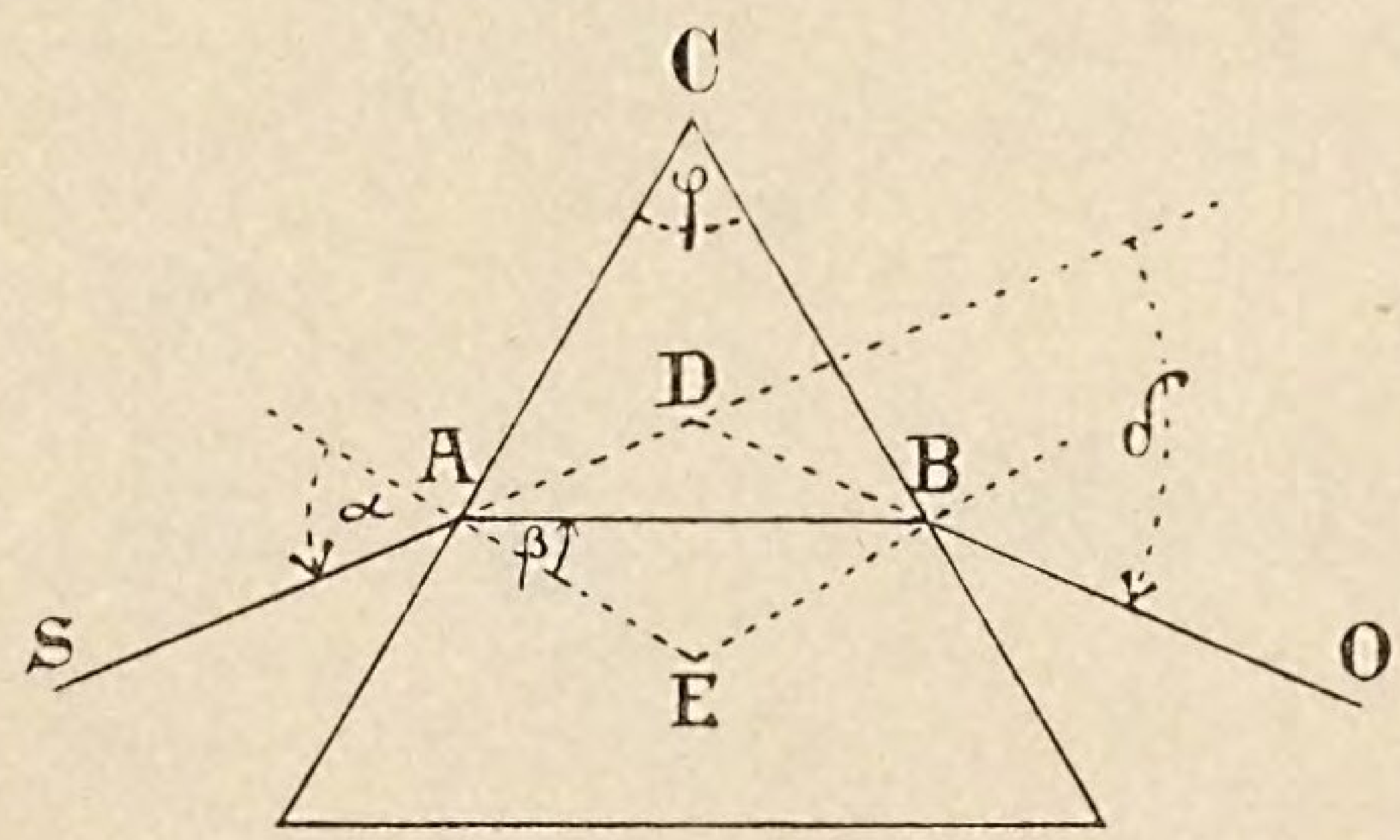


Fig. 59.

Bestimmung des Brechungsindex durch Prismen.

142. Ist der Körper, dessen Brechungsindex n bestimmt werden soll, ein durchsichtiger und lässt sich aus ihm ein Prisma schleifen, so kann n folgendermassen ermittelt werden. Man lässt einen Lichtstrahl von S (Fig. 59) auf das Prisma bei A fallen und zwar unter solchem Einfallswinkel α, dass der gebrochene Strahl AB symmetrisch im Prisma liegt, d. h. die Basis eines gleichschenkeligen Dreiecks bildet, dessen Spitze in der brechenden Kante C liegt. Der Lichtstrahl wird bei B austretend nach O hin abermals gebrochen und noch weiter von seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt. Der gesamte Ablenkungswinkel ist in der Fig. 59 mit δ bezeichnet. Wegen der angenommenen Symmetrie von AB ist offenbar auch SA und BO symmetrisch. Ebenso ist symmetrisch $\sphericalangle DAB = DBA$; $\sphericalangle EAB = \beta = EBA$. Da $\sphericalangle DAE$ als Scheitelwinkel $= \alpha$ und da $\sphericalangle \delta$ als Aussenwinkel $= 2 \times \sphericalangle DAB$, so ist $\alpha = \beta + \frac{\delta}{2}$; und da ferner der Prisma-

winkel φ als Supplement zu $\sphericalangle E = 2\beta$ ist, so ist $\beta = \frac{\varphi}{2}$ und $\alpha = \frac{\varphi}{2} + \frac{\delta}{2}$, mithin ist

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{\sin\frac{\varphi+\delta}{2}}{\sin\frac{\varphi}{2}}.$$

Hiernach ist n zu berechnen, wenn der Prismenwinkel φ und der gesamte Ablenkungswinkel δ gemessen werden. Die für die Anwendbarkeit dieser Formel nötige Voraussetzung eines symmetrischen Durchganges des Lichtstrahles durch das Prisma lässt sich experimentell herstellen und prüfen. Der Ablenkungswinkel δ ist nämlich in diesem Falle ein Minimum, d. h. sowohl bei grösserem als bei kleinerem $\sphericalangle\,\alpha$ würde δ einen grösseren Wert annehmen. Setzt man bei S einen Lichtpunkt oder vertikalen Spalt und beobachtet denselben mit einem Visier (Fernrohr) in der Richtung OB, so sieht man bei jeder Drehung des Prismas aus der Symmetrielage heraus, den Lichtpunkt nach derselben Seite abweichen, was den Eindruck der Umkehr des Lichtpunktes oder Spaltbildes im Gesichtsfelde des Fernrohrs bewirkt und dadurch eine sehr scharfe Einstellung auf das Minimum der Ablenkung gestattet. Die Messung des Prismenwinkels φ geschieht nach der beim Goniometer erklärten Methode. Winkel δ wird gemessen, indem das Prisma in die Mitte einer feinen Kreisteilung gesetzt wird und ein radial gerichtetes Fernrohr, welches an einem konzentrisch drehbaren Arme (Alhidade) sitzt, zunächst dem einfallenden Strahl SA nach Wegnahme des Prismas gegenübergestellt und sodann nach Herstellung der Symmetrielage des Prismas in die Richtung OB gedreht wird. Die Differenz der Ablesungen in beiden Lagen gibt den $\sphericalangle\,\delta$.

Minimum der Ablenkung.

Soll der Brechungsindex einer Flüssigkeit bestimmt werden, so wendet man Hohlprismen an, deren Wände aus planparallelen Gläsern bestehen und füllt dieselben mit der Flüssigkeit. Der doppelte Durchgang des Lichtes durch die Gläser ändert an der Richtung nichts.

Brechungsindex von Flüssigkeiten.

143. Auch für undurchsichtige Körper kann der Brechungsindex durch Beobachtung der totalen Reflexion an einer angeschliffenen ebenen Fläche ermittelt werden. Die von F. Kohlrausch hierfür angegebene Methode ist folgende: Ein Glasgefäss wird mit einer Flüssigkeit gefüllt, z. B. Schwefelkohlenstoff, deren Brechungsindex bekannt und grösser ist als der zu ermittelnde des festen Körpers. In die Flüssigkeit führt man von oben her den am drehbaren Arme einer horizontalen Kreisteilung befestigten Körper ein, indem die

Brechungsindex durch totale Reflexion bestimmt.

Schlifffläche vertikal gestellt wird. Der Schlifffläche gegenüber ist das äussere Glasgefäss durch ein Stück planparallelen Glases geschlossen. Sieht man durch letzteres hindurch mittelst Fernrohres auf die Schlifffläche und gibt dem Krystall eine passende Drehung um die verikale Axe, so erkennt man den Grenzwinkel der totalen Reflexion an den ungleich hellen Hälften des Gesichtsfeldes. Denn das diffuse, von allen Seiten auf die Schlifffläche fallende Licht wird in den um die Normale herum liegenden Richtungen schwach, in allen jenseits des Grenzwinkels liegenden Richtungen stark reflektiert. Sucht man in derselben Weise durch Drehung der Schlifffläche den symmetrisch gelegenen Grenzwinkel nochmals auf, so gibt die hierzu erforderliche Drehung den doppelten Grenzwinkel, aus welchem sodann der Brechungsindex durch die Formel $\sin \beta = \frac{1}{n}$ folgt.

Refraktometer von Abbé.

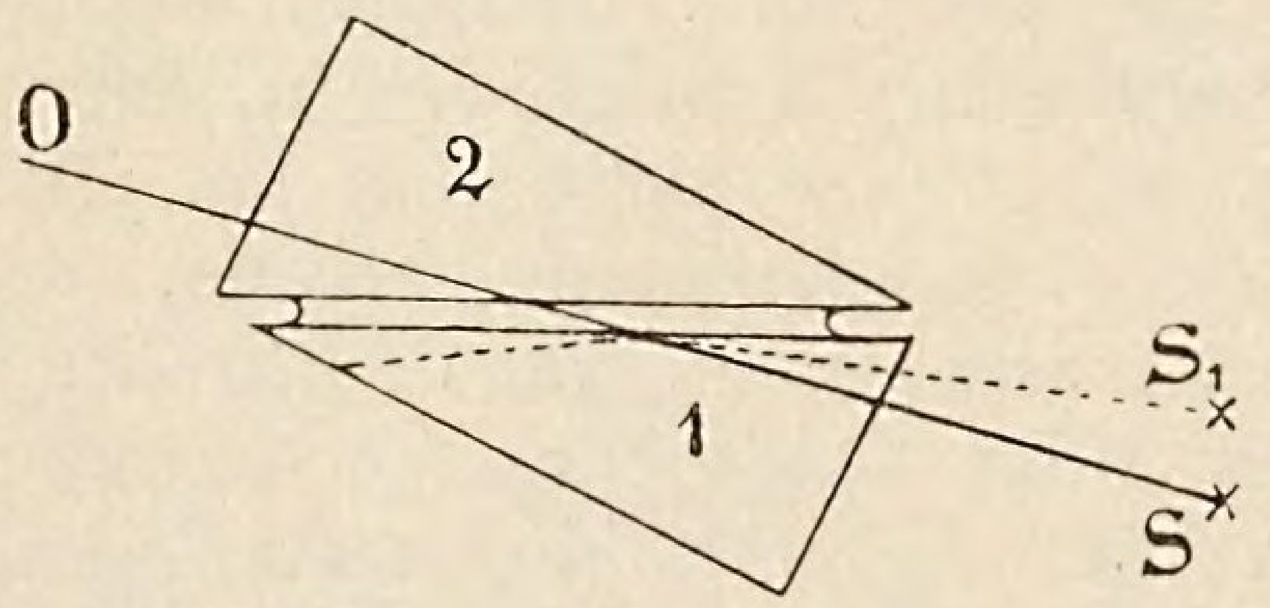


Fig. 60.

144. Gleichfalls auf der totalen Reflexion beruht das Refraktometer von Abbé und einige Modifikationen dieses Apparates. Mittelst desselben kann der Brechungsindex von Flüssigkeiten bestimmt werden, von denen nur minimale Mengen (ein Tropfen) zur Verfügung stehen. Zwei rechtwinklige Prismen 1 und 2 (Fig. 60), aus einer sehr stark brechenden Glassorte (Flintglas) geschliffen, werden mit ihren Hypotenusenflächen aneinandergelegt, nachdem zwischen diese Flächen ein Tropfen der zu messenden Flüssigkeit gebracht ist. Es gibt dann eine ganz bestimmte Stellung des an der Alhidade einer Kreisteilung sitzenden Prismenpaares, bei welcher ein Lichtstrahl von S noch gerade aus dem Prisma 1 in die (weniger brechbare) Flüssigkeit übertreten kann, um nun ohne weitere Hindernisse durch das Prisma 2 in das Auge O zu gelangen. Ein Lichtstrahl von S_1 würde jetzt total reflektiert werden. Beobachtet man von O aus mit einem Fernrohr, dessen Axe in der Richtung OS liegt, so sieht man das Gesichtsfeld durch eine horizontale Grenze in eine obere und untere Hälfte geteilt, von denen die eine hell, die andere dunkel ist. Aus der relativen Lage der Fernrohraxe zu dem Prismenpaare wird auf den Brechungsindex der zwischen 1 und 2 befindlichen Flüssigkeit geschlossen, den man auf empirisch geteilter Skala ohne Weiteres abliest.

Absoluter Brechungsindex.

145. Als absoluter Brechungsindex eines Körpers A wird derjenige Index n bezeichnet, den man erhält, wenn der

Lichtstrahl aus dem leeren Raum in den Körper A eindringt. Haben die Körper A und B die absoluten Indices n_a und n_b, so ist der auf den Uebergang des Lichtes von A in B bezogene Index $= \frac{n_b}{n_a}$. Da der absolute Index der atmosphärischen Luft nahezu $= 1$ ist (circa 1,0003), so ist der absolute Index eines Körper A nur wenig verschieden von seinem gegen die Luft verstandenen Brechungsindex. Die Brechungsindices hängen nicht allein von der Beschaffenheit der Körper ab, sondern auch von der durch die Wellenlänge charakterisierten Beschaffenheit des Lichtes, d. h. von der Farbe desselben, worauf weiter unten zurückgekommen wird.

Die Brechung des Lichtes an kugelförmigen Flächen.

146. Von einem Punkte A (Fig. 61) eines Mediums I falle ein Lichtstrahl auf die kugelförmige Grenzfläche des Mediums II. Derselbe bilde mit der Normale im Einfallspunkt den Winkel α, Brechung an einer sphärischen Fläche.

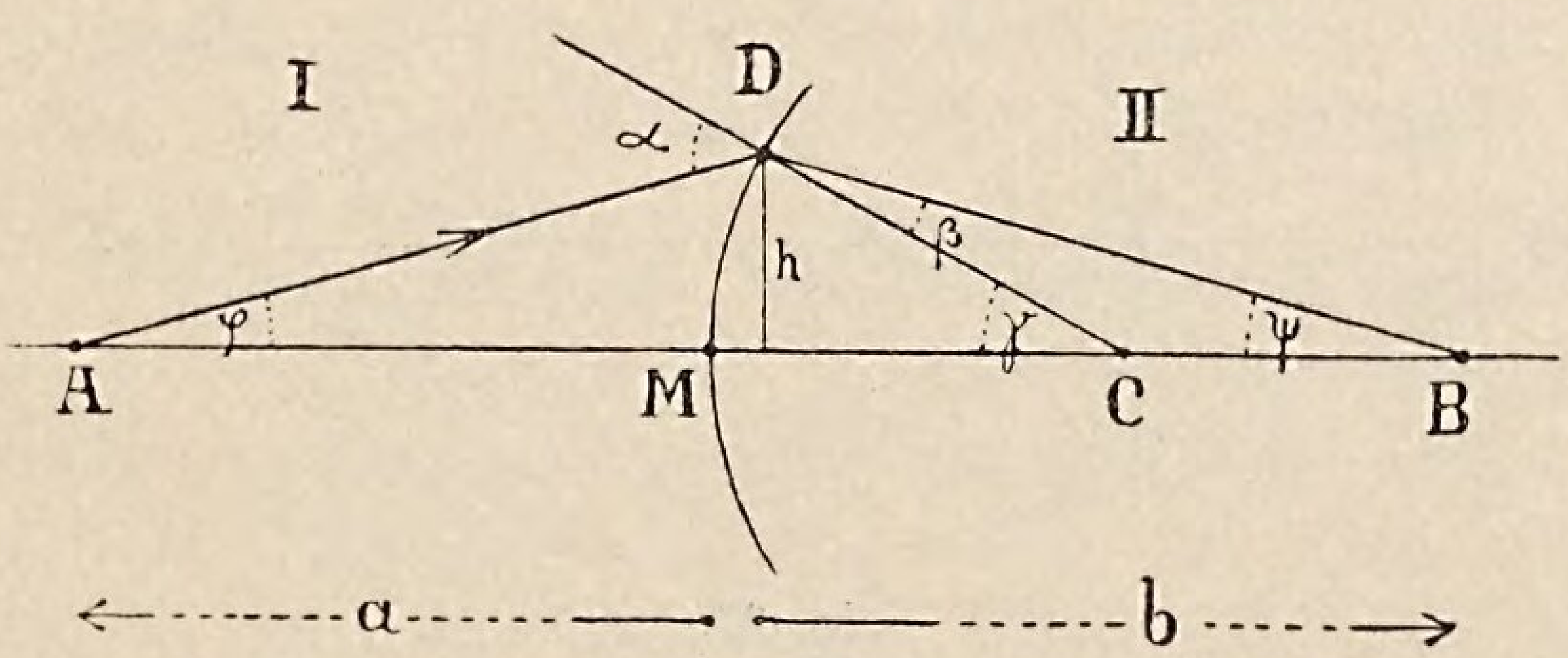


Fig. 61.

der Brechungswinkel sei β. Wir machen die Annahme, dass sowohl α als β sehr klein sein mögen oder mit andern Worten, dass der einfallende Lichtstrahl nicht weit von der Richtung der Zentrale AMC abweiche. Dann ist wegen $n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$ auch mit ensprechend grosser Annäherung $n \,.\, \beta = \alpha$. Nun ist $\sphericalangle\, \alpha = \gamma + \varphi$ und $\beta = \gamma - \psi$. Da ferner wegen der Kleinheit aller dieser Winkel, an Stelle ihrer Verhältnisse diejenigen ihrer Tangenten gesetzt werden können, so ist $n \operatorname{tg}(\gamma - \psi) = \operatorname{tg}(\gamma + \varphi)$. Zieht man noch das Loth von D auf die Zentrale, welches bei kleinen Winkeln $\beta, \alpha, \gamma, \varphi, \psi$ nahezu in die Kugelfläche fällt, nennt man die Strecke $MA = a$, die Strecke $MB = b$, den Radius der Kugelfläche r, so ist angenähert $\operatorname{tg}(\gamma - \psi) = \frac{h}{r} - \frac{h}{b}$ und $\operatorname{tg}(\gamma + \varphi) = \frac{h}{r} + \frac{h}{a}$, mithin, da sich h forthebt, $n\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{b}\right) = \frac{1}{r} + \frac{1}{a}$

$$\text{oder } (n-1)\frac{1}{r} = \frac{n}{b} + \frac{1}{a}.$$

Konjugierte Punkte.

Diese von dem Einfallswinkel α nunmehr unabhängige Beziehung zwischen a und b zeigt, dass sämtliche unter kleinem Winkel von A auf die Kugelfläche fallenden Lichtstrahlen durch den Punkt B hindurchgehen. Der Punkt A wird der Bildpunkt von B oder der in Bezug auf die kugelförmige Grenzfläche der beiden Medien I und II zu A konjugierte Punkt genannt.

Homozentrische Lichtstrahlen.

147. Homozentrische Lichtstrahlen nennt man solche Bündel von Strahlen, welche entweder in der Richtung ihres Weges oder rückwärts verlängert einen gemeinsamen Schnittpunkt haben. Im ersteren Falle sind sie konvergent, im letzteren Falle divergent. Dabei ist es gleichgültig, ob der gemeinsame Schnittpunkt, der nur ein konstruktiver zu sein braucht, in demselben Medium oder jenseits der Grenzfläche im andern Medium liegt. In Fig. 62 sind d_1 und d_2 divergente Strahlen, c_1 und c_2 konvergente. d_1 und c_2 haben ihr Zentrum in dem-

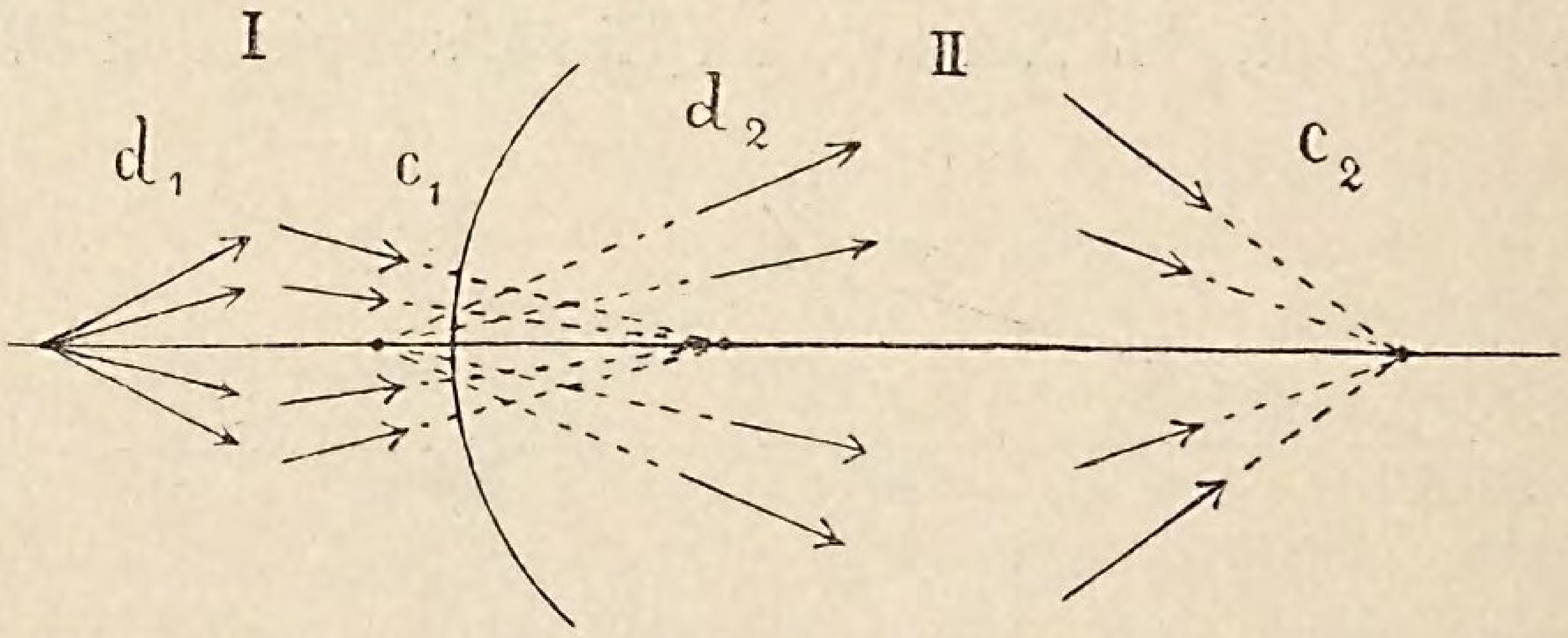


Fig. 62.

selben Medium, c_1 und d_2 in dem andern, durch die kugelförmig gezeichnete Grenzfläche davon getrennten zweiten. Einen Uebergangsfall bilden die parallelen Strahlen.

Die letzte Formel in 146 S. 117 unten wurde hergeleitet mit Bezug auf Fig. 61, in welcher angenommen ist, dass das Medium II das stärker brechende ist. Ein divergentes Strahlenbündel von A ausgehend wurde hier durch Brechung zu einem konvergenten. Dieselbe Formel hätte sich auch herleiten lassen für ein konvergentes, auf die sphärische Fläche fallendes Strahlenbündel, wie z. B. für das System c_1 in Fig. 62. In diesem Falle wäre in der obigen Formel die Strecke a negativ zu rechnen gewesen. Die konvergenten Strahlen wären noch konvergenter gemacht, d. h. b wäre, auf derselben Seite mit a liegend, kleiner als a.

Ferner ist dieselbe Formel gültig, wenn das erste Medium das stärker brechende ist, was seinen Ausdruck darin findet, dass $n < 1$ ist. Dies bedingt dann, dass $\frac{n}{b} + \frac{1}{a}$ negativ wird, so dass entweder a oder b oder beide negativ sein müssen.

Ein divergentes Strahlenbündel wird durch die Brechung in diesem Falle noch stärker divergent gemacht (*a* positiv, *b* negativ); oder ein konvergentes Strahlenbündel (*a* negativ) wird weniger konvergent gemacht (*b* positiv); oder ein konvergentes wird in ein divergentes (*a* negativ, *b* negativ) verwandelt. Endlich ist dieselbe Formel gültig, wenn die Lichtstrahlen nicht auf eine konvexe, sondern auf eine konkave Fläche treffen. In diesem Falle ist der Kugelradius *r* negativ zu rechnen. Für alle diese Fälle tritt in der Herleitung der Formel kein prinzipiell neuer Gesichtspunkt auf. Es führt diese Allgemeingültigkeit zu dem Satze:

Brechung homozentrischer Lichtstrahlen durch beliebig viele sphärische Flächen.

Homozentrische Strahlen (konvergente, divergente oder parallele) werden durch Brechung an einer Kugelfläche wieder in homozentrische verwandelt.

Lässt man ein Bündel von homozentrischen Lichtstrahlen durch beliebig viele sphärische, brechende Flächen gehen, welche jedoch zentriert sein müssen (alle Kugelmittelpunkte müssen in einer Geraden [Axe] liegen), so ist das aus der letzten Fläche austretende Licht wieder homozentrisch — immer vorausgesetzt, dass die Strahlen sehr kleine Winkel unter sich und mit der Axe bilden.

Anwendung auf Linsen.

148. Die vorstehenden Sätze finden ihre hauptsächlichste Anwendung auf Linsen, d. h. auf Körper (Glas, Wasser, Quarz), welche von zwei Kugelflächen begrenzt sind. In Fig. 63 sei *A* ein Lichtpunkt im Abstande *a* vor der Vorderfläche der Linse; das von *A* ausgehende Strahlenbündel wird durch die erste brechende Fläche weniger divergent gemacht und möge sein neues Zentrum in *B'*, im Abstande *b'* vor der Linse haben. Dann wird, wenn unter *a* und *b'* die absoluten Werte dieser Strecken verstanden sind und r_1 der Radius der ersten Fläche ist, die Formel von 146

$$\frac{n-1}{r_1} = -\frac{n}{b'} + \frac{1}{a}. \quad \ldots (I)$$

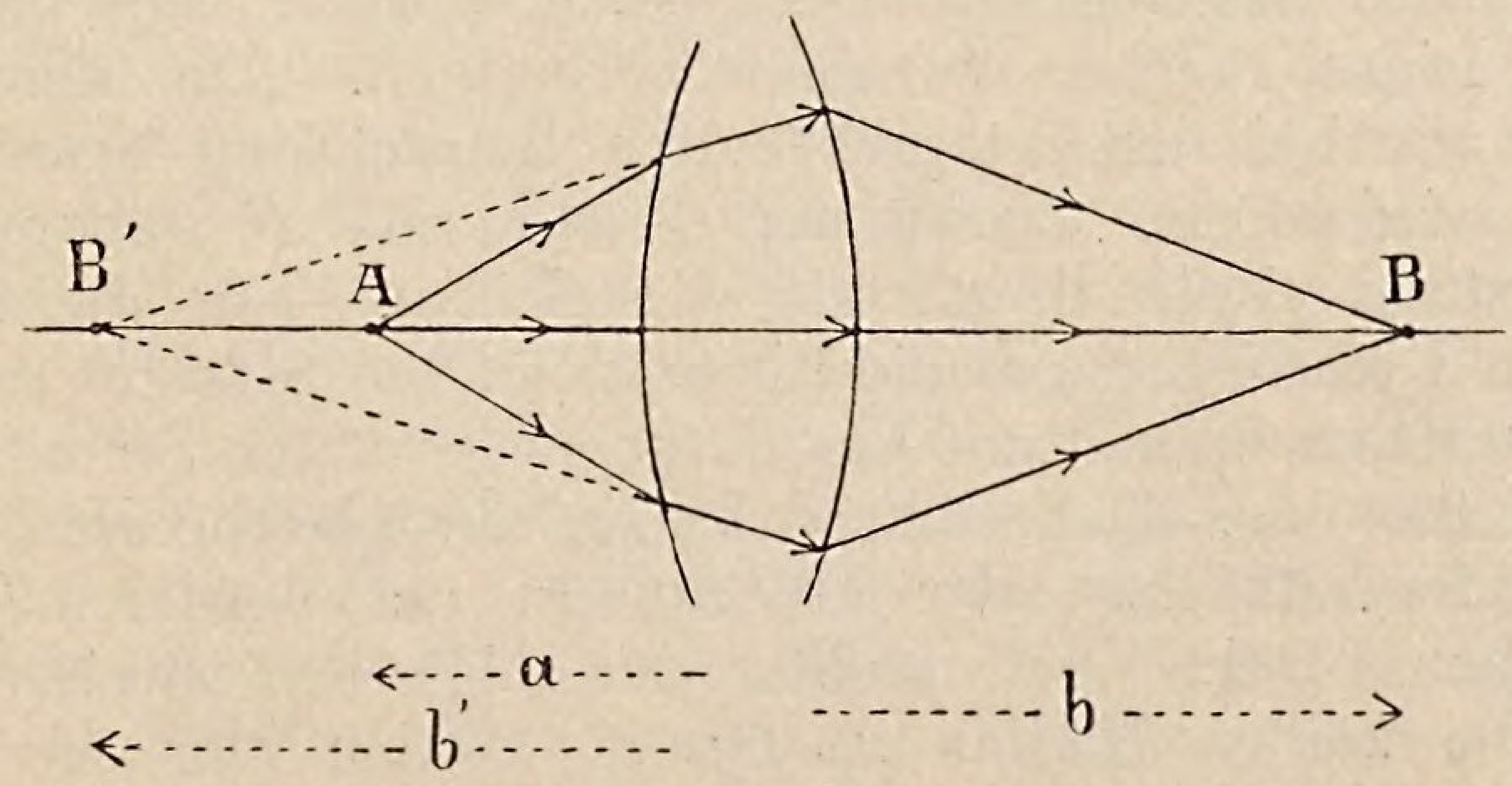


Fig. 63.

Nunmehr wird das divergente Strahlenbündel mit dem Zentrum B' durch die zweite Fläche abermals gebrochen. Hierauf angewendet ist in der Formel von 146 r_2 negativ zu nehmen und an Stelle des dortigen a tritt hier $(b' + d)$, wenn d die Linsendicke ist. Letztere sei unendlich klein angenommen. Ferner ist statt n zu setzen $^1/_n$, wenn wir die für die Einfachheit der folgenden Formeln wesentliche Annahme machen, dass das erste und letzte Medium, in dem wir den Strahl betrachten, dasselbe, also z. B. Luft sei. Dadurch erhalten wir

$$-\frac{^1/_n - 1}{r_2} = \frac{^1/_n}{b} + \frac{1}{b'}$$

$$\text{oder} \quad \frac{n-1}{r_2} = \frac{n}{b'} + \frac{1}{b}. \quad \ldots . \text{(II)}$$

Die Addition von I und II gibt $(n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$

oder wenn man noch $\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$ setzt,

Linsenformel.

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

In dieser für unendlich dünne Linsen geltenden, wichtigen Grundformel sind also a und b die Abstände der in Bezug auf die zweimalige Brechung konjugierten Punkte A und B. a ist hierbei positiv zu setzen, wenn A vor der Linse liegt, b ist positiv zu rechnen, wenn B hinter der Linse liegt. Da das in der Formel vorkommende f nur von n, r_1 und r_2 abhängig ist, so ist es eine der Linse zukommende Konstante. Die Bedeutung derselben ergibt sich, wenn man die Linsenformel für den Fall in Anwendung bringt, dass a sehr gross ist, d. h. dass das auffallende Lichtbündel aus dem Unendlichen kommt oder ein paralleles ist. Dann wird nämlich $\frac{1}{a} = 0$ und $\frac{1}{b} = \frac{1}{f}$, also $b = f$. Man sieht also, dass f gleich dem Abstand desjenigen Punktes ist, in welchem sich parallele, auf die Linse fallende Strahlen vereinigen. Aus demselben Grunde, wie bei der entsprechenden Betrachtung beim Hohlspiegel, wird dieser Punkt der Brennpunkt F genannt und sein Abstand f die Brennweite der Linse. Für die in umgekehrter Richtung durch die Linse gehenden Strahlen existiert ein zweiter Brennpunkt auf der entgegengesetzten Seite, dessen Abstand (bei unendlich dünner Linse) der gleiche ist.

Linsenarten.

In Fig. 63 liegt der Mittelpunkt der vorderen (linken) sphärischen Fläche nach rechts, derjenige der zweiten nach links. Die beiden Radien r_1 und r_2 werden hier als positiv gerechnet. Kehrt die erste Fläche dem ankommenden Lichte

ihre konkave Seite zu, so wird r_1 negativ, ebenso r_2, wenn die zweite Fläche dem ankommenden Lichte ihre konvexe Seite zukehrt. Je nach dem Vorzeichen von r_1 und r_2, sowie nach ihrer relativen Grösse unterscheidet man verschiedene Linsenarten, als: bikonvexe (r_1 und r_2 positiv), plankonvexe ($r_1 = \infty$, r_2 positiv), bikonkave (r_1 und r_2 negativ), plankonkave ($r_1 = \infty$, r_2 negativ), konvexkonkave (r_1 positiv, r_2 negativ). Letztere Art verhält sich verschieden, je nachdem r_1 grösser oder kleiner als r_2 ist. Denn das hiervon abhängige Vorzeichen von $\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$ ist auch das Vorzeichen von f. Wenn dasselbe positiv ist, wie in dem Falle der Fig. 63, so wird die Linse als Sammellinse bezeichnet, im andern Falle als Zerstreuungslinse. Erstere bewirkt stärkere Konvergenz, letztere stärkere Divergenz der einfallenden Lichtstrahlen. Die Brennpunkte vertauschen bei Zerstreuungslinsen ihre Lage.

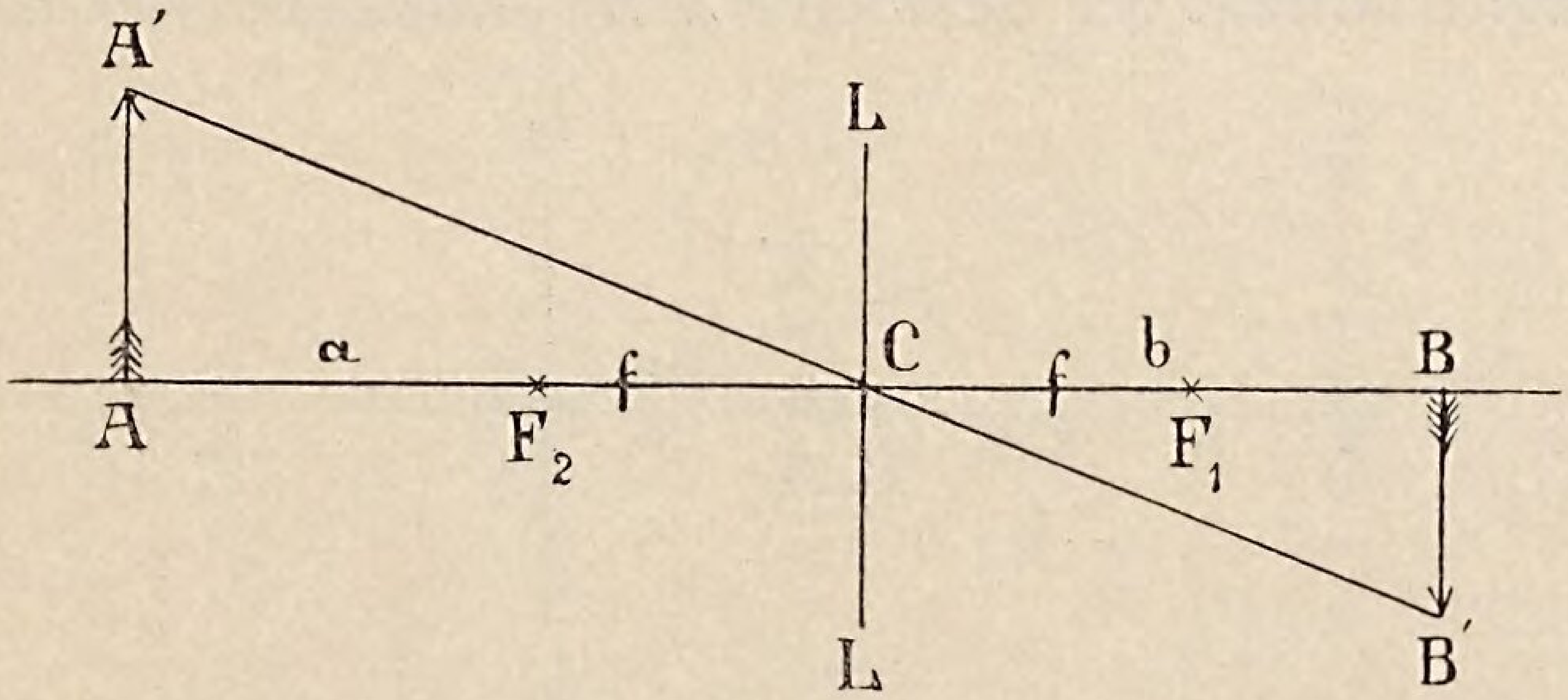


Fig. 64.

149. In Figur. 64 sei durch LL eine unendlich dünne, beispielsweise bikonvexe Linse angedeutet, durch welche von links nach rechts das Licht hindurchgehe. F_1 und F_2 sind die beiden gleich weit, um die Brennweite f von C entfernten Brennpunkte. Zu dem Lichtpunkte A sei B der durch die Linsenformel konstruierte Bildpunkt. Es lässt sich alsdann beweisen, dass angenähert alle Punkte, die in der durch A senkrecht zur Axe ACB gelegten Ebene liegen, wie z. B. der Punkt A', ihre konjugierten Bildpunkte in einer senkrecht zur Axe durch B gelegten Ebene besitzen, wie z. B. den Punkt B'. Diese Beziehung ist in um so grösserer Annäherung richtig, je kleiner der Winkel $A'CA$ ist. Ferner ergibt sich leicht, dass derjenige Lichtstrahl, welcher von A' aus durch das Zentrum C der Linse hindurchgeht, in derselben Richtung bleibt, oder dass B' auf der Geraden $A'C$ liegen muss. Alle leuchtenden Punkte zwischen A und A' haben demnach ihre konjugierten Bildpunkte auf der Linie BB'. In BB' wird also

Linsenbilder.

Grössenverhältnis von Gegenstand und Bild.

ein reelles umgekehrt liegendes Bild von AA' entstehen. Die Grössen von Gegenstand (AA') und Bild (BB') verhalten sich wie ihre Abstände a und b von der Linse.

Ort des Gegenstandes vor der Linse.

Liegt AA' unendlich weit (links) vor der Linse, also $a = +\infty$, so ist $b = f$ und das Bild liegt im Brennpunkt und ist im Verhältnis $a : f$ verkleinert. Ist AA' bis auf die doppelte Brennweite ($a = 2f$) herangerückt, so ergibt die Linsenformel auch $b = 2f$. Gegenstand und Bild liegen jetzt gleich weit von der Linse und sind gleich gross. Rückt AA' bis in F_2 so rückt BB' ins Unendliche und ist jetzt grösser als AA'. Bei noch weiterer Annäherung von AA' an die Linse über den Brennpunkt F_2 hinaus (Fig. 65), kommt kein reelles Bild mehr zu stande, wohl aber ein links von F_2 liegendes virtuelles Bild, d. h. die durch die Linse hindurchgegangenen Strahlen verhalten sich so, als kämen sie von BB' her. Da auch hier der Zentralstrahl $A'C$ keine Ablenkung erfährt, so ist die Lage des Bildes mittelst der Geraden $CA'B'$ sowie durch Berechnung

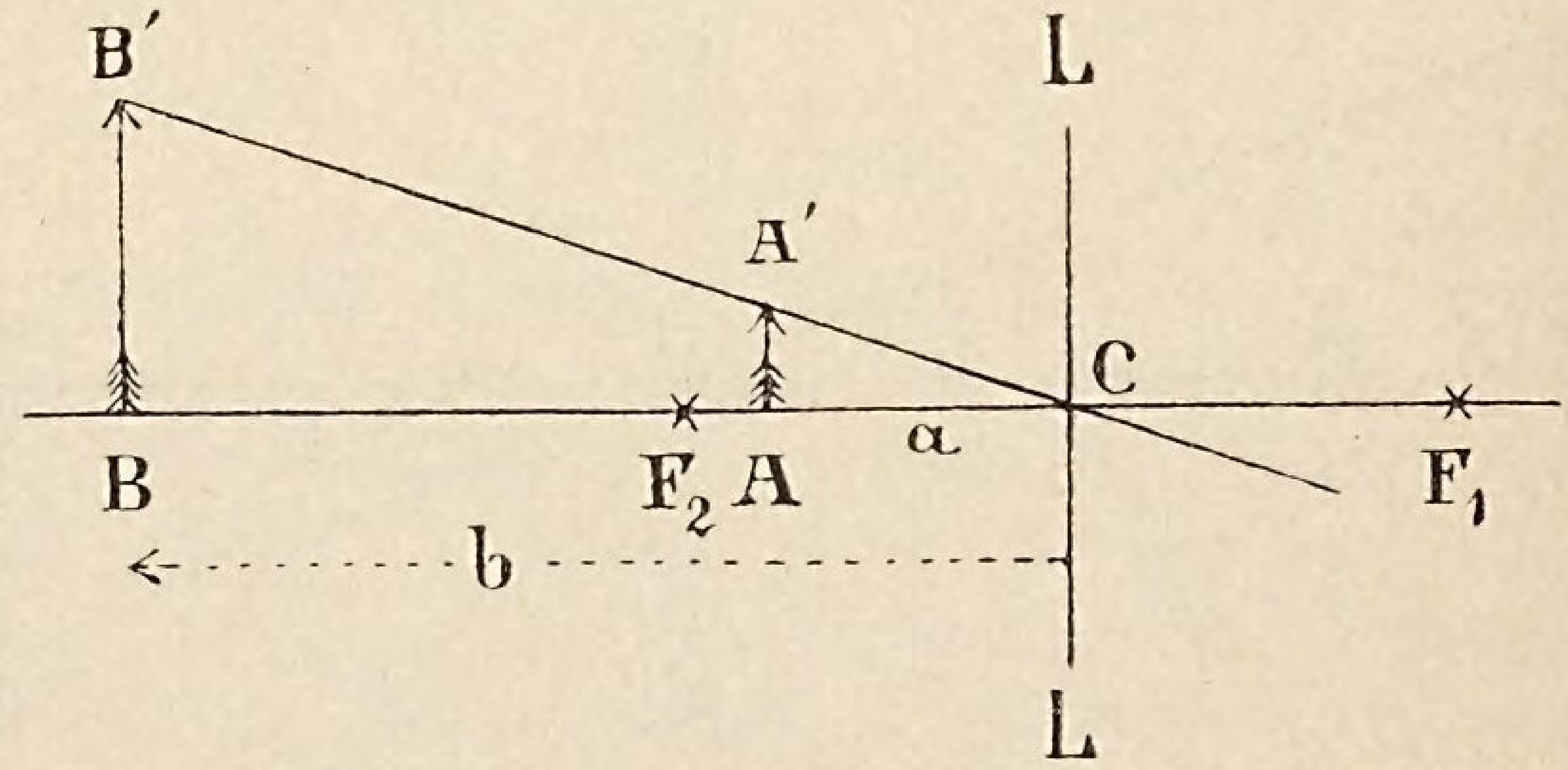


Fig. 65.

von b, welches jetzt einen negativen Wert erhält, zu konstruieren. Das Bild ist ein aufrechtes und vergrössertes. Ist AA' bis auf $^1/_2 f$ an die Linse herangerückt, so wird $b = -f$ und bei noch weiterer Annäherung fallen Gegenstand und Bild beide innerhalb der Strecke $F_2 C$, indem sie zuletzt in C zusammenfallen.

Ort des Gegenstandes hinter der Linse.

Es hat ferner einen ganz bestimmten Sinn, die Lage von AA' rechts von der Linse anzunehmen, trotz der immer festgehaltenen Vorstellung, dass das Licht in den Figuren von links nach rechts hindurchgeht. Dieser fingierte Fall tritt nämlich ein, wenn die von einem links gelegenen leuchtenden Gegenstande kommenden Strahlen zunächst durch eine andere Linse derart konvergent gemacht werden, dass ihr reelles Bild rechts von der Linse unserer Figuren liegen würde. In Bezug auf den Strahlendurchgang durch diese letztere ist daher die Lage des Gegenstandes eine virtuelle. Das a in der Linsenformel wird negativ; b muss daher stets positiv bleiben, so

lange wir es mit einer Konvexlinse (f positiv) zu thun haben. Man findet leicht, dass während diese virtuelle Gegenstandslage von C über F_1 hinaus immer mehr nach rechts rückt, das zugehörige reelle Bild BB' von C bis F_1 nachfolgt. In Fig. 66 sind diese verschiedenen Lagen von Gegenstand und Bild in der Weise dargestellt, dass mit arabischen Ziffern der Ort des Gegenstandes, mit den gleichen römischen Ziffern der Ort des konjugierten Bildes bezeichnet ist. Die Linse ist als Sammellinse und der Strahlendurchgang von links nach rechts angenommen.

Für Zerstreuungslinsen finden völlig symmetrische Beziehungen zwischen Gegenstands- und Bildpunkt statt. Man braucht in Fig. 66 nur die römischen Ziffern auf die Gegenstandslage zu beziehen, um durch die gleichen arabischen Ziffern die zugehörigen Bildpunkte zu finden. Zerstreuungslinsen geben in den Fällen 1—5 (Fig. 66) virtuelle Bilder, in den Fällen 6 und 7 reelle. Lässt man den Gang der Lichtstrahlen um- Symmetrische Verhältnisse für Zerstreuungslinsen.

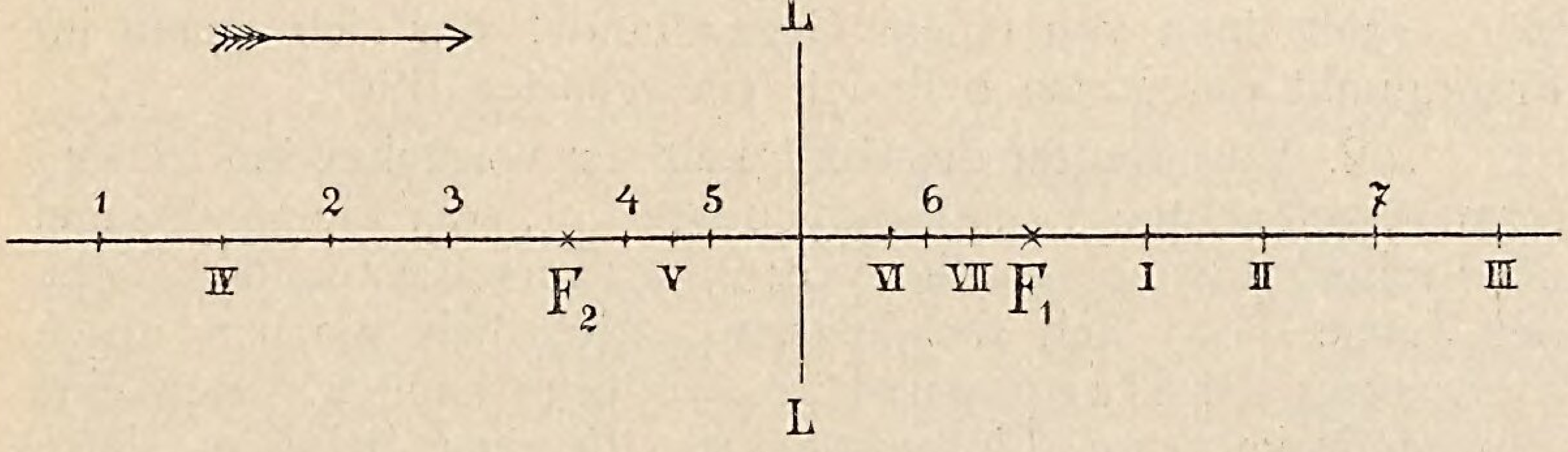


Fig. 66.

gekehrt, von rechts nach links, durch die Linse gehen, so kehrt sich in Fig. 66 die Bedeutung der arabischen und römischen Ziffern um.

150. Legt man zwei sehr dünne Linsen, z. B. zwei Brillengläser, aufeinander, so ist die Brennweite F des kombinierten Systems aus den Brennweiten f_1 und f_2 der einzelnen Linsen durch die folgende Formel herzuleiten. Kombination von 2 Linsen.

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}.$$

Dieser Formel ist für die praktische Verwertbarkeit dadurch eine bequemere Form zu geben, dass man den reziproken Wert der Brennweite $\frac{1}{f}$ als Dioptrie d bezeichnet. Wird f nach Centimetern gemessen, so ist konventionell $d = \frac{100}{f}$. Eine Linse von 25 cm Brennweite hat demnach die Dioptrie 4 und zwar $+4$, wenn es eine Sammellinse ist, -4 im Falle einer Zerstreuungslinse. Ist sonach D die Dioptrie Dioptrie.

eines kombinierten Systems, dessen Einzellinsen die Dioptrien d_1 und d_2 haben, so ist

$$D = d_1 + d_2.$$

Brennweitenbestimmung von Linsen.

151. Zur Bestimmung der Brennweite einer dünnen Sammellinse entwirft man auf einem Schirm von einem Gegenstande AA' ein reelles Bild BB' (Fig. 64). Durch Ausmessung der Abstände a und b ergibt sich nach der Linsenformel die gesuchte Brennweite. Anstatt a und b zu messen, kann man a oder b allein messen und daneben das Verhältnis von Gegenstands- und Bildgrösse messen, welches gleich dem Verhältnisse $a:b$ ist. Hat man eine Zerstreuungslinse, so kombiniert man sie, da sie allein kein reelles Bild gibt, mit einer stärkeren Sammellinse, deren Brennweite f_1 schon bekannt ist, bestimmt die Brennweite F und rechnet nach der obigen Kombinationsformel das gesuchte f_2. Eine andere Methode ist folgende: Die zu untersuchende Linse wird vor das Objektiv eines für sich auf unendlich eingestellten Fernrohrs gehalten. Man erhält dann von einem Gegenstande, der sich genau im Brennpunkt der Linse befindet, ein scharfes Bild.

Hauptpunkte und Hauptebenen eines Linsensystemes.

152. Von den für die Gültigkeit der vorstehenden Linsenformeln gemachten Voraussetzungen: 1. sehr kleiner Winkel der Lichtstrahlen gegen die Axe; 2. der verschwindenden Dicke der Linse lässt sich die letztere entbehrlich machen durch Einführung der Hauptpunkte, wodurch auch zugleich eine Anwendbarkeit auf Linsensysteme, die aus beliebig vielen Einzellinsen bestehen, ermöglicht wird. In Fig. 67 ist die vorderste (links) und letzte brechende Fläche eines beliebigen Linsensystems angedeutet, von welchem nur angenommen ist, dass es zentriert ist, d. h. dass alle Mittelpunkte der brechenden Flächen auf einer Geraden AB liegen. Lässt man alsdann einen beliebigen mit AB parallelen Lichtstrahl etwa $A'I$ auf das System fallen, sucht man den Weg KB' desselben Licht-

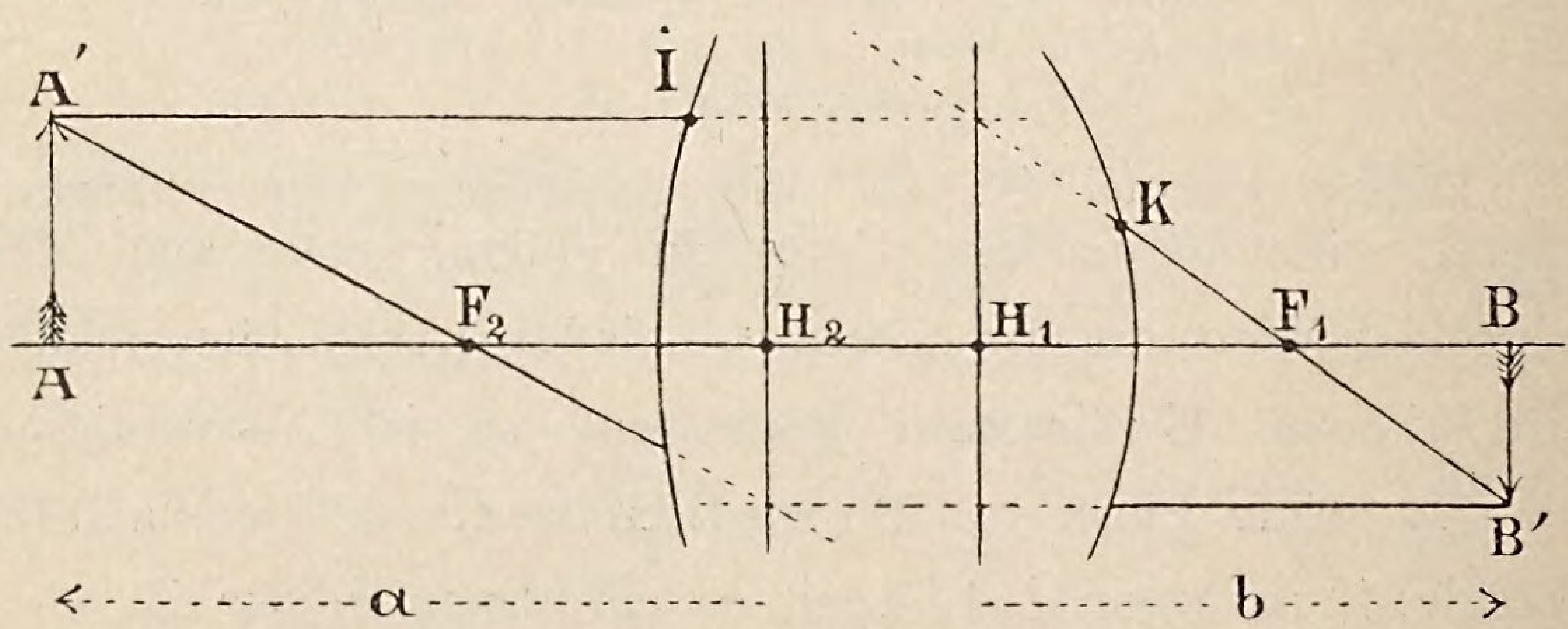


Fig. 67.

strahles auf, nachdem er die letzte Linsenfläche passiert hat, so ist der Schnittpunkt von KB' mit der Axe AB der erste (für Licht von links her gültige) Brennpunkt F_1. Ferner liegt der Schnittpunkt der Linie KB' mit der verlängerten $A'I$ in einer unveränderlichen, mit dem Linsensystem fest verbundenen und von dem willkürlichen Abstande AA' ganz unabhängigen, senkrecht zu AB gelegten Ebene. Diese Ebene heisst die erste Hauptebene des Systems und ihr Durchschnitt mit AB der erste Hauptpunkt H_1. Für Lichtstrahlen, welche man von rechts her parallel zu AB auf das System fallen lässt, findet man analog die Lage des zweiten Brennpunktes F_2 und des zweiten Hauptpunktes H_2. Als Brennweite f dieses Linsensystems gelten die unter sich stets gleichen Abstände H_2F_2 und H_1F_1. Zugleich ist aus der Fig. 67 ersichtlich, wie man, wenn die Lage der das System völlig charakterisierenden Brennpunkte und Hauptpunkte gegeben ist, zu einem Gegenstande AA' das Bild BB' konstruktiv finden kann. Bezeichnet man die Abstände H_2A mit a, H_1B mit b, so gilt wieder die Formel

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f},$$

welche jetzt unabhängig von der Dicke des Linsensystems ist. Die Bestimmung der Lage der Hauptebenen lässt sich durch zweimalige Aufsuchung von korrespondierenden Gegenstands- und Bildlagen sowie ihres Grössenverhältnisses bewirken. Man kann auch direkt experimentell die Lage der Hauptpunkte sichtbar machen. Wenn nämlich das ganze Linsensystem um eine zu AB senkrechte Axe drehbar gemacht wird, so tritt hierbei keine Verrückung des auf einem Schirme aufgefangenen Bildes BB' ein, falls jene Drehungsaxe verlängert durch H_1 geht. Es beruht dies darauf, dass $A'H_2$ parallel zu H_1B' ist. Bei einfachen symmetrischen Linsen liegen die Hauptpunkte um $^1/_3$ der Linsendicke von den Scheitelpunkten der Flächen entfernt, im Innern der Linsen. Allgemein können bei verschiedenen Linsensystemen die Hauptpunkte ihre Lage untereinander und bezüglich der Brennpunkte mannigfach verändern. Die Symmetrie der vier Punkte ist jedoch stets vorhanden, auch wenn die Linsenflächen nicht symmetrisch zu ihnen liegen.

153. Sobald die Voraussetzung nicht mehr erfüllt ist, dass die durch eine Linse gehenden Lichtstrahlen unendlich kleine Winkel mit der Axe bilden, treten mehrfache Abweichungen der vorstehend entwickelten, einfachen Beziehungen ein. Zunächst vereinigen sich nicht alle Strahlen, die von einem einzigen leuchtenden Punkte der Axe ausgehen, wieder genau in einem Bildpunkte hinter der Linse. Die nach dem Rande der Linsenöffnung zu gelegenen Strahlen (Randstrahlen)

Abweichungen von dem einfachen Linsengesetze.

vereinigen sich schon früher als die Zentralstrahlen und bewirken statt eines Bildpunktes einen Zerstreuungskreis. Diese Erscheinung wird als sphärische Aberration oder »Abweichung wegen der Kugelgestalt« bezeichnet. Der störende Einfluss auf die Schärfe des Bildes kann teils durch Blenden, welche die Randstrahlen beseitigen, dafür freilich die Intensität des Bildes stark herabsetzen, teils durch Benutzung mehrerer schwach gewölbter Linsen an Stelle einer stärker gewölbten, teils auch durch geeignete Wahl der Krümmungsradien von Vorder- und Hinterflächen der Linsen (aplanatische Linsen) eingeschränkt werden. Eine andere Abweichung besteht darin, dass bei grösserer seitlicher Ausdehnung des Gegenstandes AA', d. h. bei grossem Winkel $A'CA$ (Fig. 64 und 65), die Bildpunkte B' aus der durch B hindurchgelegten, senkrecht zu AB liegenden Ebene heraustreten (Wölbung der Bildfläche). Endlich ist auch bei grossem AA' der Vereinigungspunkt B' kein scharfer (Astigmatismus) und die Parallelität von $A'H_2$ mit $B'H_1$ (Fig. 67) hört auf (Verzerrung des Bildes). Auch diese störenden Einflüsse lassen sich bei Linsenkombinationen durch passende Krümmungen und besondere Auswahl verschieden stark brechender Glassorten erheblich einschränken.

Sphärische Aberration. — Wölbung der Bildfläche. — Astigmatismus. — Verzerrung des Bildes.

Chromatische Aberration.

Da die Brennweite der Linsen von dem Brechungsexponenten des Glases abhängt, dieser aber für verschiedene Farben des Lichtes verschiedene Werte hat, so besitzt jeder leuchtende Punkt so viel verschieden gelegene Linsenbilder, als er verschiedene Farben hat. Dies bedeutet, dass Linsenbilder von solchen Gegenständen, die gemischtes Licht aussenden, mit farbigen Rändern erscheinen (chromatische Aberration der Linsen). Die hiervon herrührende Störung des Bildes kann durch Kombination einer schwachen Zerstreuungslinse mit einer stärkeren Sammellinse verschiedener Dispersion (s. unten 168) zum grossen Teil beseitigt werden (achromatische Linsen).

Die optischen Instrumente.

154. Die unter dieser Bezeichnung verstandenen Instrumente entwerfen teils reelle, teils virtuelle Bilder von Gegenständen. Im ersteren Falle werden die Bilder auf Wandflächen, weissen oder transparenten Tafeln aufgefangen; im zweiten Falle wird das Instrument mit seinem virtuellen Bilde vor das Auge gebracht und befähigt dieses nun, die Gegenstände grösser und deutlicher zu sehen, als es ohne diese Bewaffnung möglich wäre.

Die Camera obscura ist ein allseitig geschlossener, dunkler Raum, in dessen einer Wand sich eine Sammellinse *O* (Fig. 68) befindet und auf der gegenüberliegenden Wand ein reelles Bild von äusseren Gegenständen entwirft. Der Abstand zwischen Linse und Tafel *T* muss für verschiedene Gegenstandsweiten entsprechend veränderlich sein, was entweder durch Verschiebung der Linse oder der Tafel bewirkt wird. Gegenstand und Bild sind umgekehrt und liegen wie die Punkte 1 und I in Fig. 66. Beide müssen ausserhalb der Brennweite liegen. Die Camera des Photographen gehört hierher. Camera obscura.

Im wesentlichen der gleiche optische Vorgang findet bei dem Scioptikon (laterna magica) statt, ebenso beim Projektionsmikroskop. Nur tritt insofern eine geringe Aenderung bei diesen Instrumenten ein, als hier der Gegenstand und sein reelles Bild an den Punkten 3 und III der Fig. 66 liegen, so dass das Bild ein vergrössertes wird. Wegen der hiermit verbundenen Lichtschwäche des Bildes fügt man meistens eine zweite Sammellinse (Kondensor) hinzu, welche die Strahlen Laterna magica.

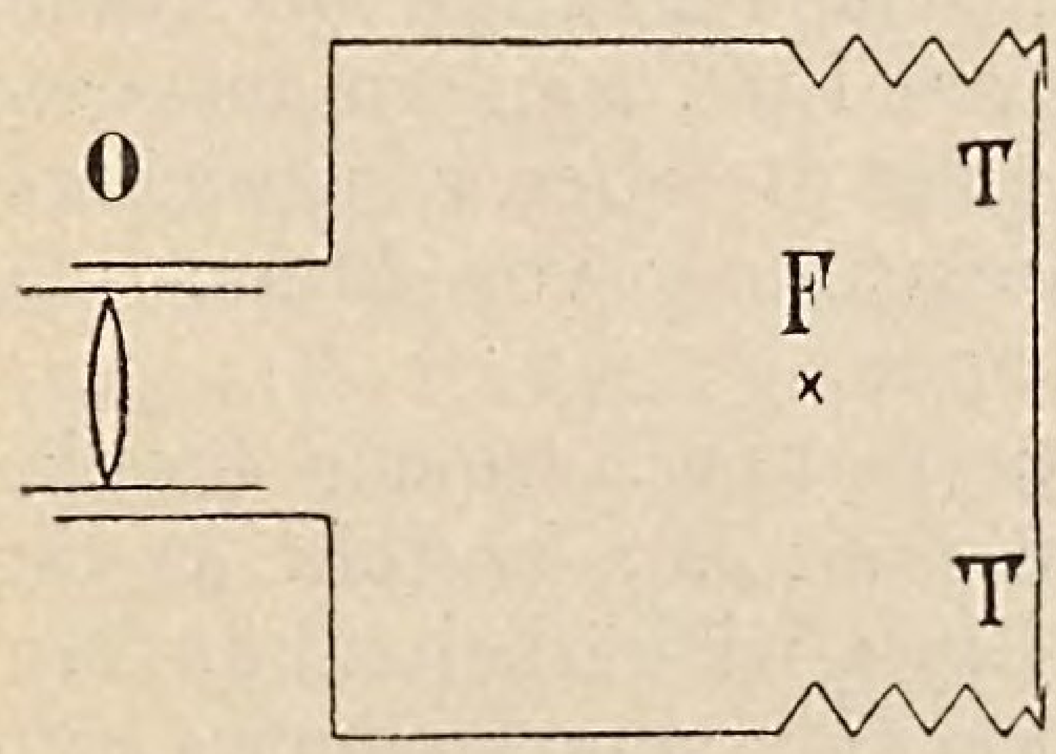


Fig. 68.

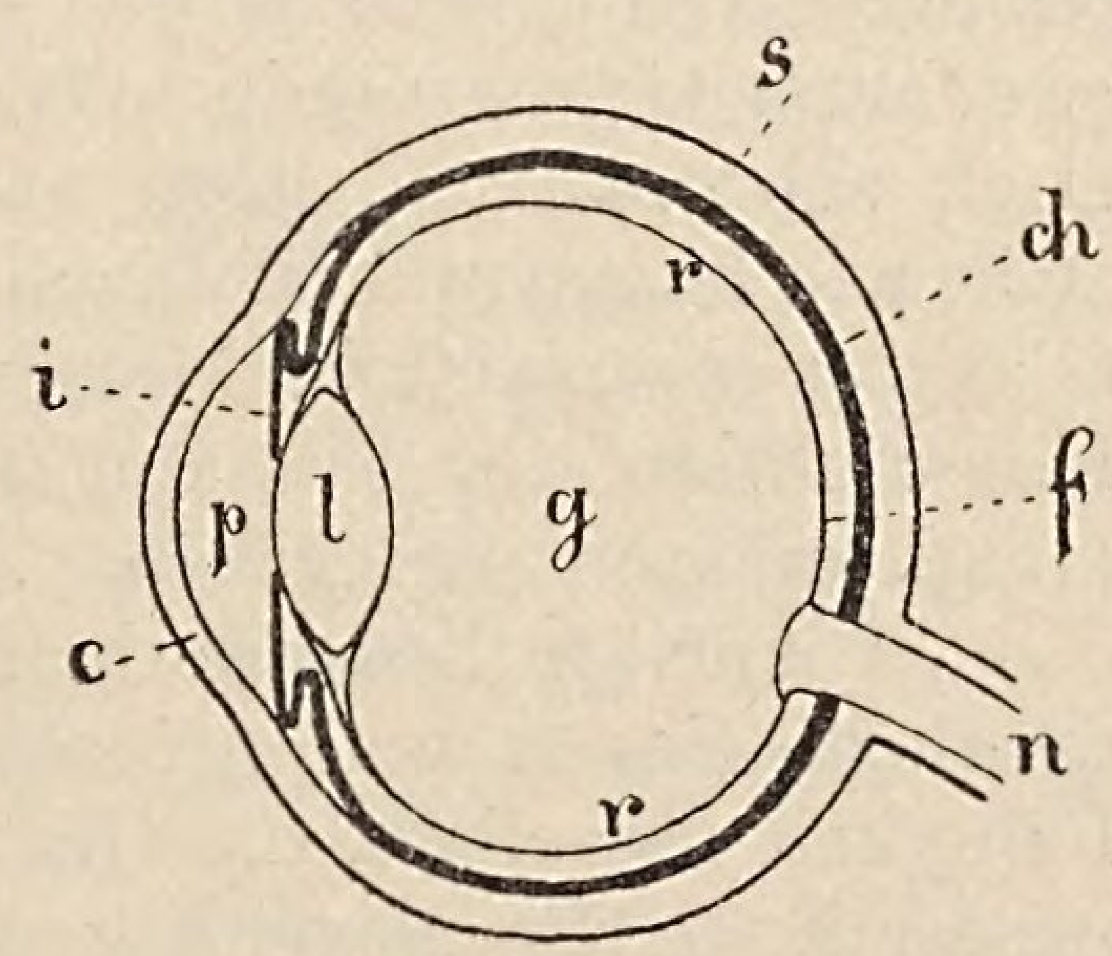


Fig. 69.

einer starken Lichtquelle auf den Gegenstand wirft, um diesen möglichst hell zu beleuchten, im übrigen aber auf den Strahlengang der eigentlichen Bilderzeugung keinerlei Einfluss hat.

155. Das Auge ist der Camera obscura nahe verwandt. Die äussere Hülle des Augapfels ist die Sehnenhaut (sclerotica) (Fig. 69), deren vorderen Teil die durchsichtige Hornhaut (cornea) *c* bildet. An die sclerotica legt sich die nahezu undurchsichtige gefässreiche Chorioidea *ch*, als deren Fortsatz die Iris *i* mit ihrer Oeffnung, der Pupille *p* zu betrachten ist. Dieser Raum wird hinten durch die Netzhaut (Retina) *r* ausgekleidet, in welcher der Sehnerv *n* sich ausbreitet und in überaus feinen Organen, der Stäbchenschicht, endet. An der der Pupille gegenüberliegenden Stelle *f*, dem gelben Fleck (macula lutea), ist die Differenzierung der Stäbchen und damit im Zusammenhang die Schärfe des Wahrnehmungsvermögens am grössten, Bau des Auges.

während Licht, welches die Eintrittsstelle des Sehnerven trifft, nicht als solches empfunden wird. Der ganze innere Raum des Auges wird durch die Linse *l* und die Iris in eine vordere und hintere Kammer geteilt, erstere wird von der wässerigen Flüssigkeit (humor aqueus), letztere von dem Glaskörper (corpus vitreum) *g* ausgefüllt. Die aus gallertartigen, noch stärker brechenden Schichten bestehende Linse ist der Sammellinse der Camera obscura zu vergleichen, sie entwirft ein Bild von beleuchteten Gegenständen auf der Netzhaut. Das Besondere des Auges besteht darin, dass an Stelle einer oder weniger Sammellinsen der Camera hier eine grössere Zahl zentrierter brechender Flächen teils in den Schichten der Linse teils in den Grenzflächen der Hornhaut und der wässerigen Feuchtigkeit vorhanden sind, welche zusammengenommen, wie eine einzige Linse wirken. Die nicht völlig kugelförmige Gestalt dieser Flächen, welche den Vertikalschnitt des Auges etwas abweichend von dem Horizontalschnitt gestaltet, bedingt gewisse feinere Unterschiede in den Bildern vertikal oder horizontal ausgedehnter Gegenstände. Das Auge ist weder völlig aplanatisch, noch achromatisch, noch anastigmatisch. Ferner ist der Raum zwischen Linse und Bildfläche nicht mit Luft, sondern mit dem Glaskörper ausgefüllt. Hierdurch erleidet die oben beschriebene Konstruktion der Bildlage durch Aufsuchung von Brenn- und Hauptpunkten wesentliche Aenderungen.

Akkomodation des Auges.

Diejenige Besonderheit des Auges aber, welche für das deutliche Sehen von grösster Wichtigkeit ist, besteht in der Fähigkeit desselben, die Gestalt der Linse willkürlich zu ändern, wodurch die Brennweite geändert und den verschiedenen Entfernungen der Gegenstände derart akkomodiert wird, dass das Bild stets ein scharfes, auf der Netzhaut liegendes ist.

Diese Akkomodationsfähigkeit des Auges, welche bezüglich ihrer optischen Wirkung, eine gewisse Unterstützung in der Kontraktionsfähigkeit der Pupille findet, hat übrigens bei jedem Auge ihre ganz bestimmten Grenzen. Die Linse wird nämlich im nicht akkomodierten Ruhezustand durch ein in strahlige Falten gelegtes Befestigungsband, die Zonula Zinnii, in einem abgeflachten Zwangszustand gehalten. Durch die willkürliche und bewusste Anspannung des Akkommodations- oder Ciliarmuskels wird die Zonula Zinnii entspannt und die Linse nimmt nun durch eigene Elastizität die der Kugelform sich mehr nähernde Gestalt mit stärkerer Krümmung und kleinerer Brennweite an.

Normales Auge.

Das normale (emmetrope) Auge vermag auf alle Gegenstandsweiten vom Unendlichen bis einige Centimeter vor das Auge zu akkommodieren. Die Brennweite verkürzt

sich durch stärkere Krümmung der Linse für nahe Gegenstände derart, dass die Bildweite konstant gleich dem Abstand von Linse und Retina bleibt. — *Uebersichtigkeit.* Das übersichtige (hypermetrope) Auge ist in der Axenrichtung zu kurz. Ohne Akkommodation liegt der Brennpunkt hinter der Retina. Der Uebersichtige muss daher schon akkommodieren, um in die Ferne sehen zu können, und sein Nahepunkt (Zustand höchster Akkommodation) ist dementsprechend weiter entfernt, als beim normalen Auge. *Kurzsichtigkeit.* Das kurzsichtige (myopische) Auge ist in der Axenrichtung zu lang und hat seinen Fernpunkt (Zustand ohne Akkommodation) in endlicher Distanz vor dem Auge, es kann daher, da die abflachende Wirkung der Zonula Zinnii nicht der Willkür zugänglich ist, auf unendlich ferne Gegenstände überhaupt nicht akkommodieren. Dagegen ist sein Nahepunkt bis auf ganz wenige Centimeter vor das Auge gerückt. *Weitsichtigkeit.* Weitsichtig (presbyopisch) ist dasjenige Auge, welches zwar den normalen Abstand der Retina von der Linse hat, welches jedoch die Fähigkeit der Akkomodation verloren hat. Das kurzsichtige Auge hat vor dem normalen und übersichtigen dadurch einen gewissen Vorteil, dass es seiner grösseren Länge wegen von denjenigen Gegenständen, auf die es überhaupt einstellen kann, grössere Bilder auf der Netzhaut entwirft und diese daher bis in feinere Details hinein erkennen kann. *Sehschärfe.* Die Sehschärfe, d. h. die Fähigkeit, nach vollkommener Akkommodation, mehr oder weniger Einzelheiten der Gegenstände erkennen zu können, ist also beim kurzsichtigen Auge im allgemeinen die grössere.

Einen dem normalen Auge gleichen Akkomodationsbezirk erhält das kurzsichtige Auge durch künstliche Vergrösserung der Brennweite, also durch Vorschaltung einer *Brille.* Brille in Gestalt einer Zerstreuungslinse. Für das übersichtige Auge ist eine Verkleinerung der Brennweite nötig, welche durch Vorschaltung einer Sammellinse bewirkt wird.

Sehen mit beiden Augen. 156. Die beim Sehen mit beiden Augen entworfenen zwei Bilder verschmelzen innerhalb eines gewissen Gesichtskreises (Horopter) für die Empfindung zu einem einzigen Bilde. Diese beiden auf je einer Netzhaut entworfenen reellen Bilder sind nicht völlig identisch, sondern vielmehr, dem seitlichen Abstand der Augen entsprechend, perspektivisch etwas verschieden. Auf der unbewussten Wahrnehmung dieser feinen Unterschiede beruht das körperliche Sehen. Die gleichen perspektivischen Unterschiede müssen die Bilder des Stereoskopes besitzen.

Farbenwahrnehmung. Die Farbenempfindung des Auges lässt sich dadurch erklären, dass drei verschiedene Arten von Nervenfasern vor-

handen sind, deren jede vorzugsweise für eine bestimmte Farbe (Rot, Grün, Violett) empfindlich ist. Diese drei Klassen von Organen würden alsdann durch irgend eine Farbe in verschiedenem Grade gereizt werden, woraus die Verschiedenheit der Empfindung entsteht. Fehlt eine Art derselben, so entsteht Farbenblindheit.

Dauer des Lichteindruckes. Diejenigen Teile der Netzhaut, welche durch ein auf ihnen entworfenes Bild gereizt sind, halten noch einige Zeit nach Beendigung des Reizes die Empfindung wach und sind nun gegen neue Reize weniger empfänglich, als die benachbarten, vorher nicht belichteten Teile. Hierauf beruht die Erklärung der Wahrnehmungen an schnell rotierenden Körpern (Farbenkreiseln) und der Kontrastbilder. Die Nachbarstellen von stark belichteten Netzhautfeldern werden in Mitleidenschaft gezogen. Irradiation. Hierdurch erscheinen helle Gegenstände im Vergleich zu dunklen grösser, als der Wirklichkeit entspricht (Irradiation).

Die Lupe. 157. Die Lupe (einfaches Mikroskop) ist eine Sammellinse und bezweckt es, dem Auge ein vergrössertes Bild von Gegenständen zu geben. Verlegt man den Gegenstand innerhalb der Brennweite der Lupe (Punkt 4 in Fig. 66), so sieht man das virtuelle aufrechte und vergrösserte Bild (Punkt IV in Fig. 66). Vergl. auch b_1 und b_2 in Fig. 70. Als Mass der Vergrösserung v bezeichnet man das lineare Verhältnis des durch die Lupe auf der Netzhaut entworfenen Bildes zu dem durch das unbewaffnete Auge daselbst entworfenen Bilde. Ist g die Gegenstandsgrösse, d die kleinste Distanz des deutlichen Sehens, a die Entfernung der Augenlinse (genauer des zweiten Knotenpunktes) von der Netzhaut, so ist die Bildgrösse bei unbewaffnetem Auge $g\frac{a}{d}$. Mit der dicht vor das Auge gehaltenen Lupe bringt man das virtuelle Bild in die deutliche Sehweite, wozu erforderlich ist, den Gegenstand nahezu in die Brennweite f der Lupe zu bringen. Die Bildgrösse auf der Netzhaut ist jetzt angenähert $g\frac{a}{f}$. Mithin ist die Vergrösserung

$$v = \frac{d}{f}.$$

Das Mikroskop. 158. Die Kombination von zwei Sammellinsen führt zur einfachsten Art des zusammengesetzten Mikroskopes. Die eine derselben, das Objektiv Ob von sehr kleiner Brennweite f_1 (s. Fig. 70), entwirft von dem Gegenstande g ein vergrössertes reelles Bild b_1. Durch passende Annäherung des Objektives an den Gegenstand (Verschiebung des ganzen Mikroskopes) wird das Bild b_1 innerhalb der Brennweite des

Okulars *(Oc)* gebracht. Das Okular *Oc* wirkt nun als Lupe und gibt ein virtuelles, abermals vergrössertes Bild b_2, welches in die Entfernung des deutlichen Sehens (25 cm beim normalen Auge) gebracht wird. Zeichnet man von dem im Mikroskop betrachteten Gegenstande g ein Bild auf eine in 25 cm Entfernung gehaltene Tafel, so dass diese Zeichnung mit dem unbewaffneten einen Auge genau so gross erscheint, wie der gleichzeitig mit dem andern Auge im Mikroskop betrachtete Gegenstand, so ist hieraus die Vergrösserung $\frac{b_2}{g}$ zu entnehmen, wenn man die absolute Grösse von b_2 und g ausmisst.

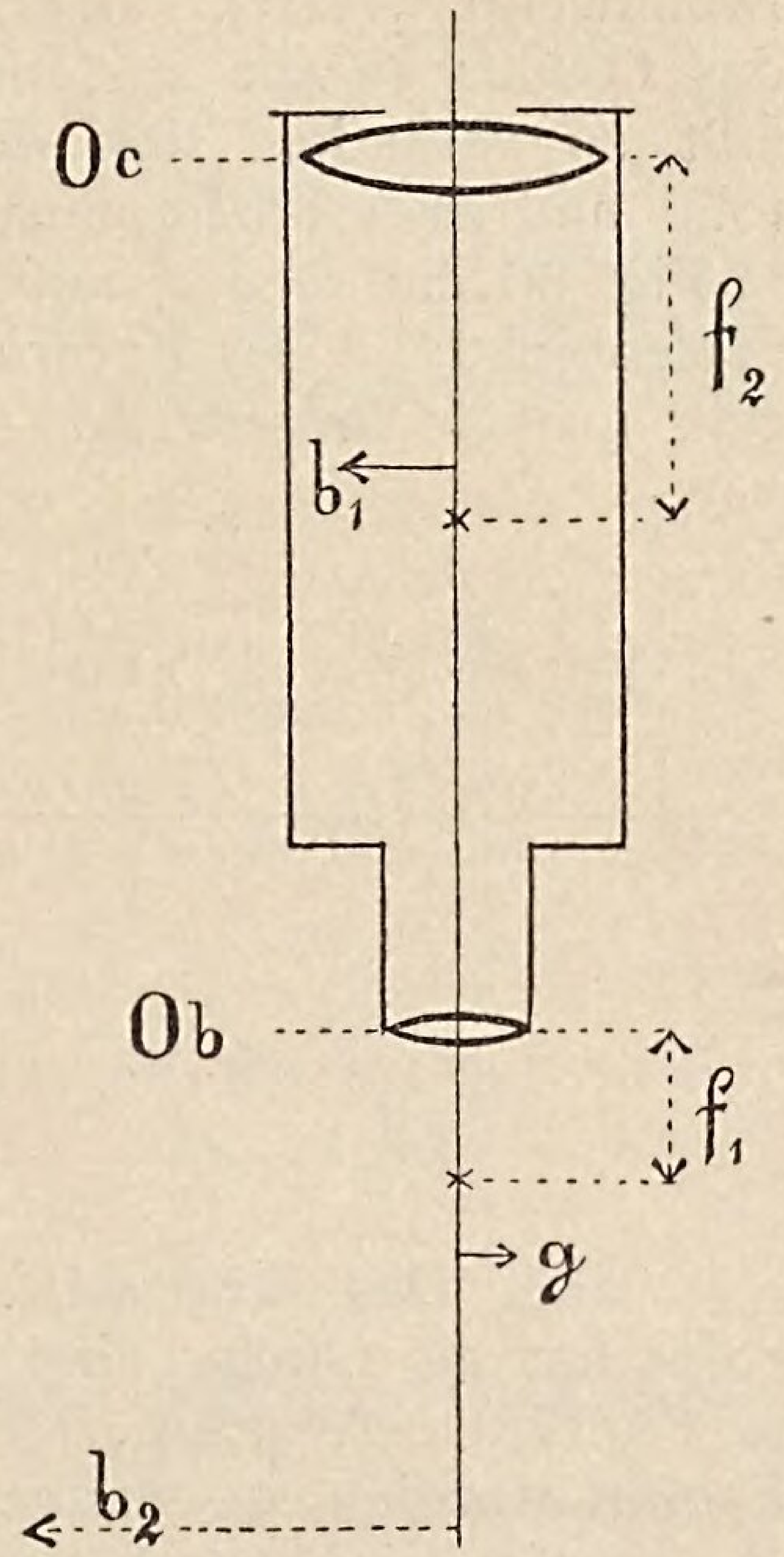


Fig. 70.

Wesentliche, sowohl die Stärke der Vergrösserung und die Weite des Gesichtsfeldes, als auch die Fehlerfreiheit der Bilder betreffende Verbesserungen erfährt das Mikroskop durch Kombination mehrerer Linsen zu einem Objektiv und mehrerer Linsen zu einem Okular. So besteht das Campani'sche Okular aus zwei plankonvexen, um einige Centimeter getrennten Linsen, von denen die dem Objektiv zugewandte mit letzterem zusammen das reelle Bild b_1 entwirft, während die andere, am Auge liegende, als Lupe wirkt. Campani'sches Okular.

159. Ebenso, wie das Mikroskop, besteht das Fernrohr aus zwei Linsen oder Linsensystemen. Das Objektiv ist immer eine Sammellinse. Je nach der Beschaffenheit des Okulars sind drei Hauptarten von Fernrohren zu unterscheiden.

160. Das holländische oder Galilei'sche Fernrohr (Fig. 71) hat als Okular eine bikonkave Linse. Das Objektiv würde von einem entfernten Gegenstande g ein reelles Bild b_1 (Punkt 1 und I in Fig. 66) entwerfen; vor ihrer Vereinigung treten die Strahlen jedoch in das Okular. Für dieses spielt jetzt b_1 die Rolle des Gegenstandes, dessen zugehöriges, virtuelles Bild entsprechend den Punkten I und 1 in Fig. 66 als aufrechtstehendes Bild des Gegenstandes in der Entfernung des deutlichen Sehens erscheint. Der Okularauszug ist zu diesem Zwecke so einzustellen, dass b_1 jenseits der Das holländische Fernrohr.

Brennweite f_2 des Okulars (s. Fig. 71) fallen würde. Zieht man das Okular soweit aus, dass b_1 innerhalb der Brennweite f_2 fällt, so verändert sich die Wirkungsweise des Instrumentes total und man erhält entsprechend dem Punktpaar VII und 7 in Fig. 66 ein reelles, auf einer Wandfläche auffangbares Bild (Teleobjektiv). Das Fernrohr wirkt jetzt wie eine Sammellinse sehr grosser Brennweite.

Teleobjektiv.

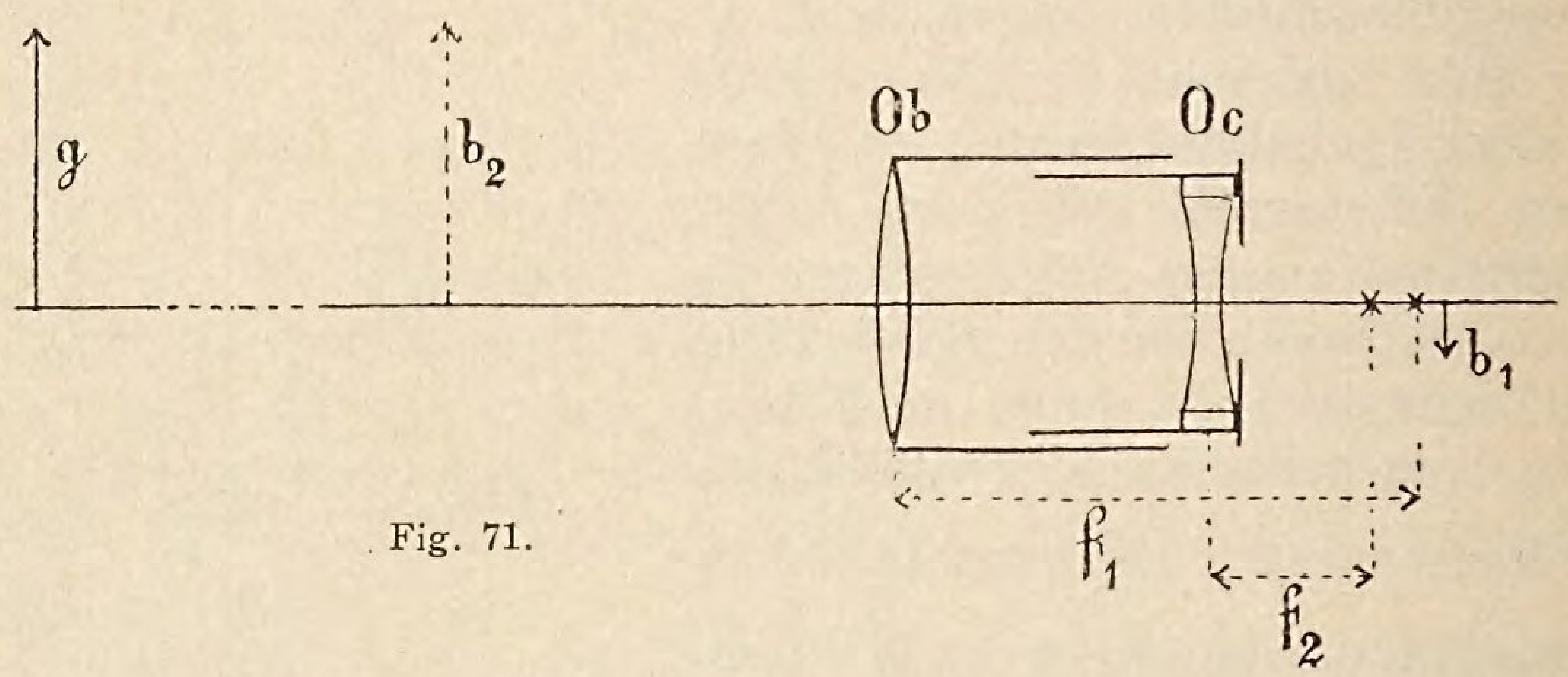


Fig. 71.

Das astronomische Fernrohr.

161. Das Keppler'sche oder astronomische Fernrohr hat als Okular eine Sammellinse. Das vom Objektiv *Ob* (s. Fig. 72) entworfene, reelle Bild b_1 des fernen Gegenstandes kommt wirklich zu stande und liegt innerhalb der vorderen Brennweite f_2 des Okulars *Oc*, so dass letzteres als Lupe wirken kann. Man erhält ein umgekehrtes, virtuelles Bild b_2 des Gegenstandes.

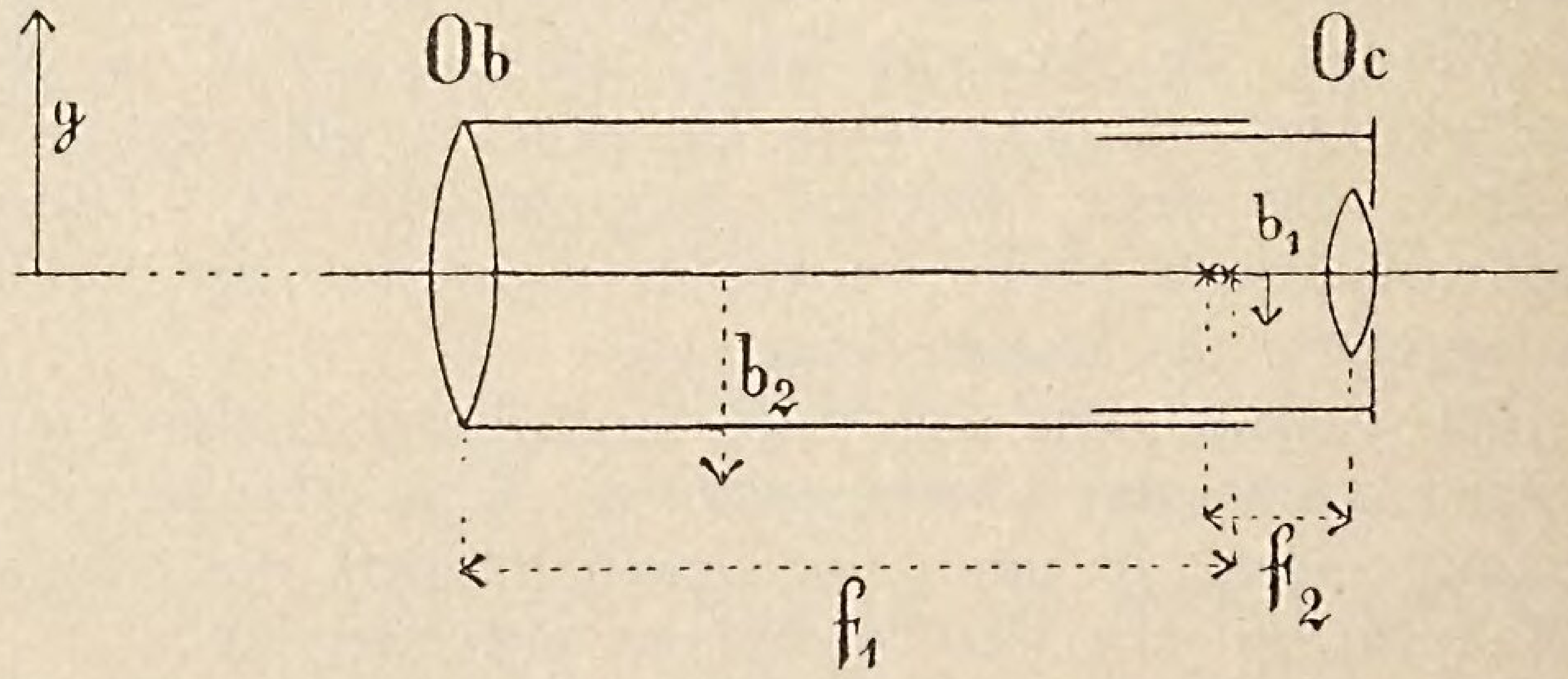


Fig. 72.

Das terrestrische Fernrohr.

162. Beim terrestrischen Fernrohr (Fig. 73) wird vom Objektiv *Ob* mit der Brennweite f_1 das reelle Bild b_1 entworfen. Von diesem ausserhalb der Brennweite f_2 der Mittellinse *M* liegenden Bilde entwirft *M* ein reelles Bild b_2, welches innerhalb der Brennweite f_3 der dem Auge zunächstgelegenen Okularlinse *Oc* fällt, so dass letztere, als Lupe wirkend, ein aufrechtes, virtuelles Bild des Gegenstandes bei b_3 erzeugt.

163. Diesen verschiedenen Arten von Fernröhren — Refraktoren — schliesst sich der Reflektor an. Bei demselben wird die als Objektiv wirkende Linse durch einen Hohlspiegel ersetzt, der nun ein nach der Seite der Gegenstände zu gelegenes, und durch abermalige Spiegelung aus der Lichtlinie herausgebrachtes Bild entwirft, welches wiederum durch ein Okular betrachtet wird. Spiegelteleskop.

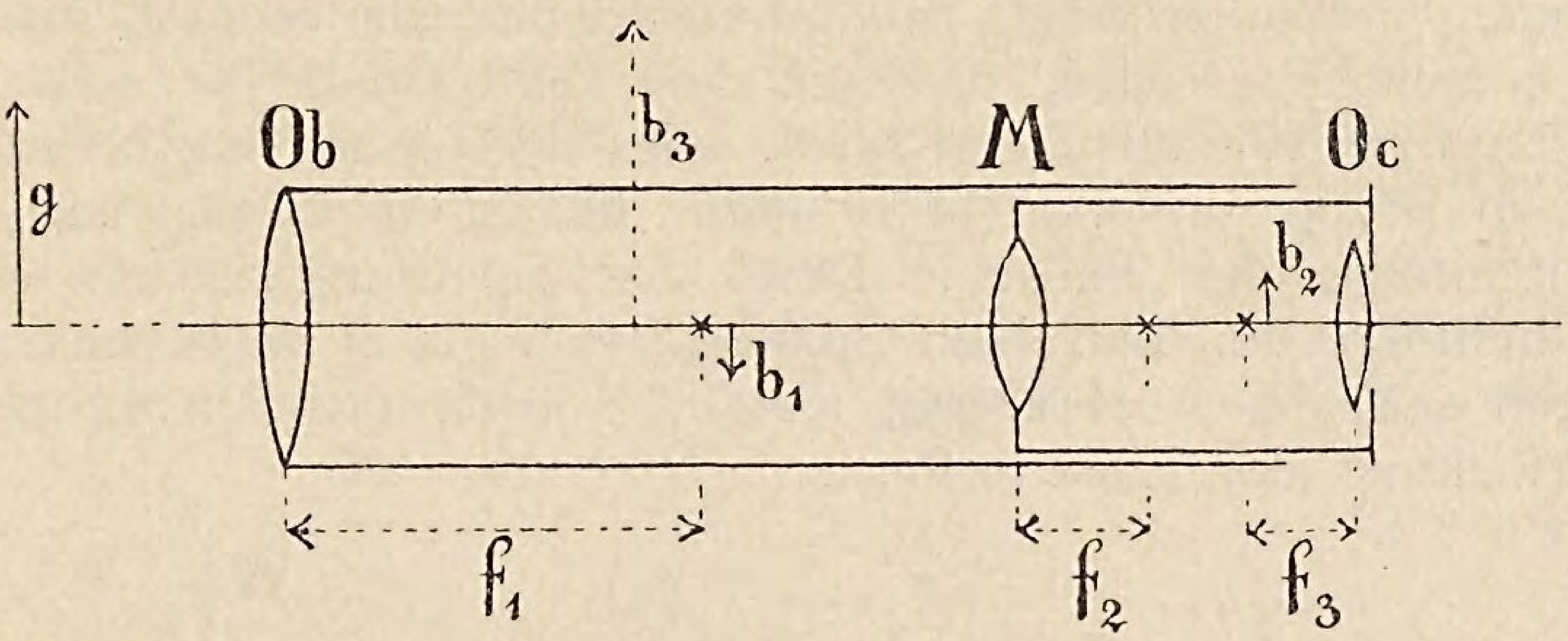


Fig. 73.

Die Zerlegung des Lichtes in seine farbigen Elemente.

164. Das natürliche Licht der Sonne und vieler künstlicher Lichtquellen wurde von Newton als ein Gemisch unendlich vieler farbiger Lichtarten oder in der Sprache der Undulationstheorie als ein Gemisch unendlich vieler Lichtwellenzüge verschiedener Wellenlänge erkannt, welche in so schneller Folge das Auge treffen, dass sie von diesem als gleichzeitig vorhanden aufgefasst werden. Lediglich von der Wellenlänge hängt die Farbe des Lichtes ab und eine räumliche Trennung der durch ihre Wellenlänge unterschiedenen Bestandteile jener gemischten Lichtstrahlen ergibt daher eine Reihenfolge von verschiedenfarbigen Bildern — ein Spektrum. Die Möglichkeit einer solchen räumlichen Trennung oder Zerlegung wird durch den Vorgang der Lichtbrechung gegeben. Denn der Brechungsindex und infolgedessen auch die Grösse der Ablenkung ist von der Wellenlänge abhängig. Zerlegung des gemischten Lichtes.

165. Zu einer möglichst vollständigen Zerlegung des Lichtes muss dasselbe auf einen möglichst schmalen Lichtstrahl beschränkt werden, was dadurch geschieht, dass man es durch einen engen Spalt *S* (Fig. 74) hindurchtreten lässt. Ein in den weiteren Gang des Strahles eingeschaltetes Prisma *P* lenkt die verschiedenfarbigen Bestandteile mehr oder weniger ab und erzeugt auf der Wandfläche *W* eine Reihenfolge von Spaltbildern, welche kontinuierlich aneinander sich reihend ein farbiges Band darstellen, dessen Breite (in Fig. 74 senkrecht Objektive Erzeugung eines Spektrums.

zur Zeichnungsebene verstanden) der Länge des gleichfalls senkrecht zur Zeichnungsebene gedachten Spaltes S entspricht. Am wenigsten abgelenkt sind die roten Strahlen, denen sich orange, gelb, grün, blau, indigo und violett anschliessen.

Wenn das durch den Spalt tretende Licht nicht, wie z. B. ein direkter Sonnenstrahl, völlig paralleles Licht ist, so lässt sich auf der Wandfläche W ein scharfes Spektrum erzeugen, indem zwischen Spalt und Prisma eine Sammellinse L so eingeschaltet wird, dass sie von dem Spalt ein scharfes Bild auf der Wandfläche entwirft. Dies Bild ist ein umgekehrtes, nur in Bezug auf oben und unten, nicht in Bezug auf die Reihenfolge der Farben. Denn das Spektrum ist als eine Reihenfolge von einzelnen Spaltbildern r, g, v zu betrachten, deren seitliche Ausbreitung lediglich durch das Prisma ohne Mitwirkung der Linse erfolgt.

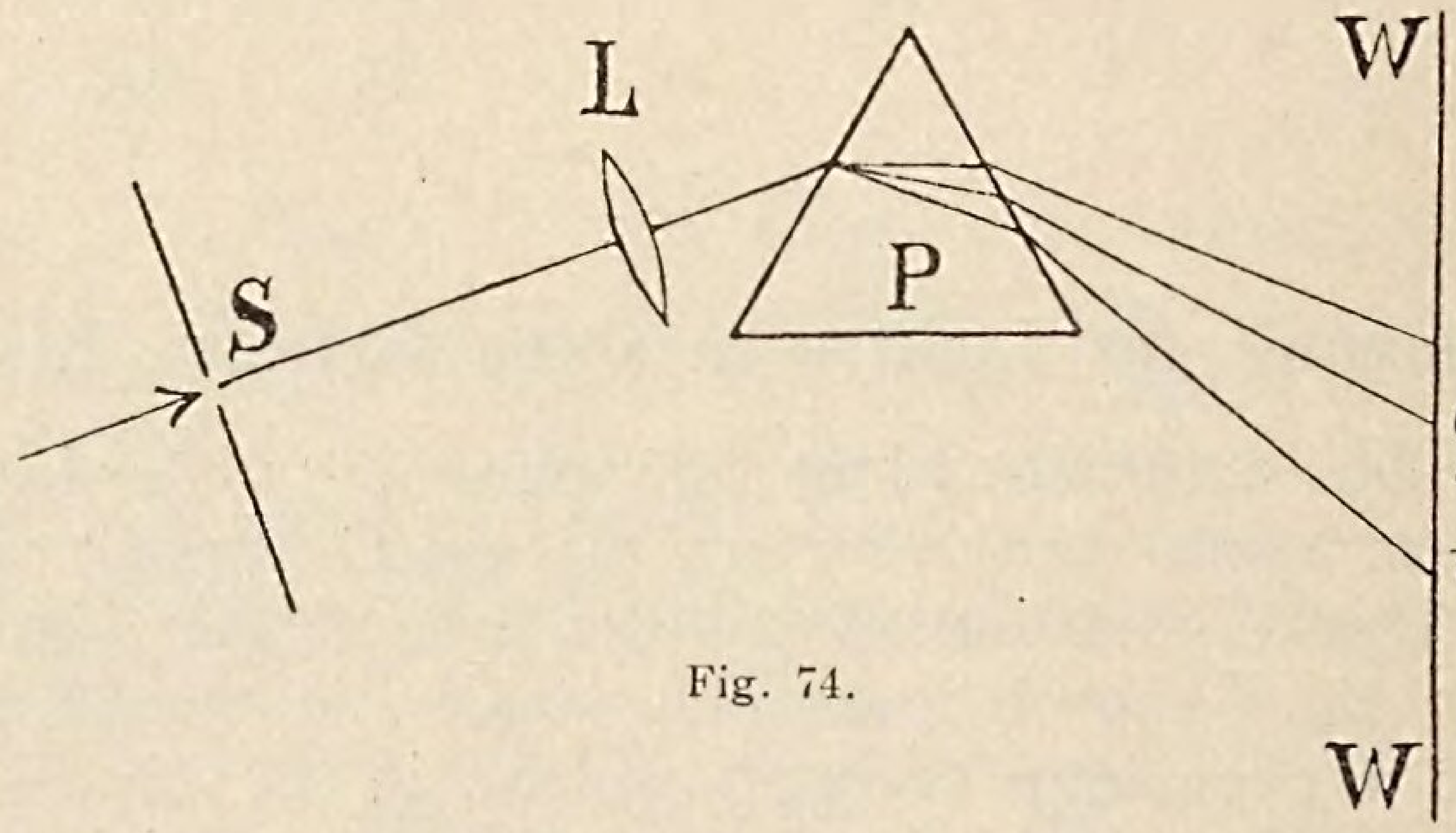


Fig. 74.

Das Spektroskop.

166. Subjektiv sieht ein vor der Wandfläche W befindliches Auge, welches auf das Prisma blickt, auch ohne Einschaltung von Linsen ein Spektrum, dessen violettes Ende rechts liegt. Vollkommener geschieht diese subjektive Beobachtung durch das Spektroskop (Fig. 75). Das Kollimatorrohr C ist mit einem Spalt versehen, der sich genau im Brennpunkte des am andern Ende von C befindlichen Objektives befindet. Die in den Spalt eintretenden Strahlen fallen deswegen als paralleles Strahlenbündel auf das Prisma. Das Fernrohr F ist auf parallele Strahlen eingestellt, so dass man in demselben ein scharfes Bild des Spaltes erkennt, falls das Licht aus einer einzigen Art besteht. Im Falle gemischten Lichtes sieht man das horizontale, farbige, oben und unten scharf begrenzte Band des Spektrums. Je enger der Spalt des Kollimators gestellt wird, um so reiner erscheinen die Farben, um so lichtschwächer wird freilich auch die Erscheinung. Zur Markierung und ersten Bezeichnung der einzelnen Farben wird ein drittes Rohr, das Skalenrohr S auf demselben Apparate

angebracht; die transparente, von aussen durch eine vorgestellte Lampe beleuchtete Skala desselben liegt im Brennpunkte des Objektives von *S*. Durch Reflexion an der Prismafläche sieht man daher im Fernrohr *F* längs des farbigen Spektrums gleichzeitig die Skala, so dass jedem Skalenstrich eine bestimmte Stelle des speziellen, in dem Apparate entworfenen Spektrums entspricht. Jede bestimmte Wellenlänge gehört demnach zu einem ganz bestimmten Teilstrich der speziellen Skala. Eine von der Natur gegebene andere Markierung der Farben und ihrer Wellenlängen bietet das Spektrum des Sonnenlichtes und des im wesentlichen gleich zusammengesetzten diffusen Tageslichtes. In demselben fehlen nach Fraunhofers Entdeckung einzelne scharf begrenzte Farben, so dass das Spektrum von einer grossen Zahl mit dem Spalt paralleler, dunkler Linien Fraunhofer'sche Linien.

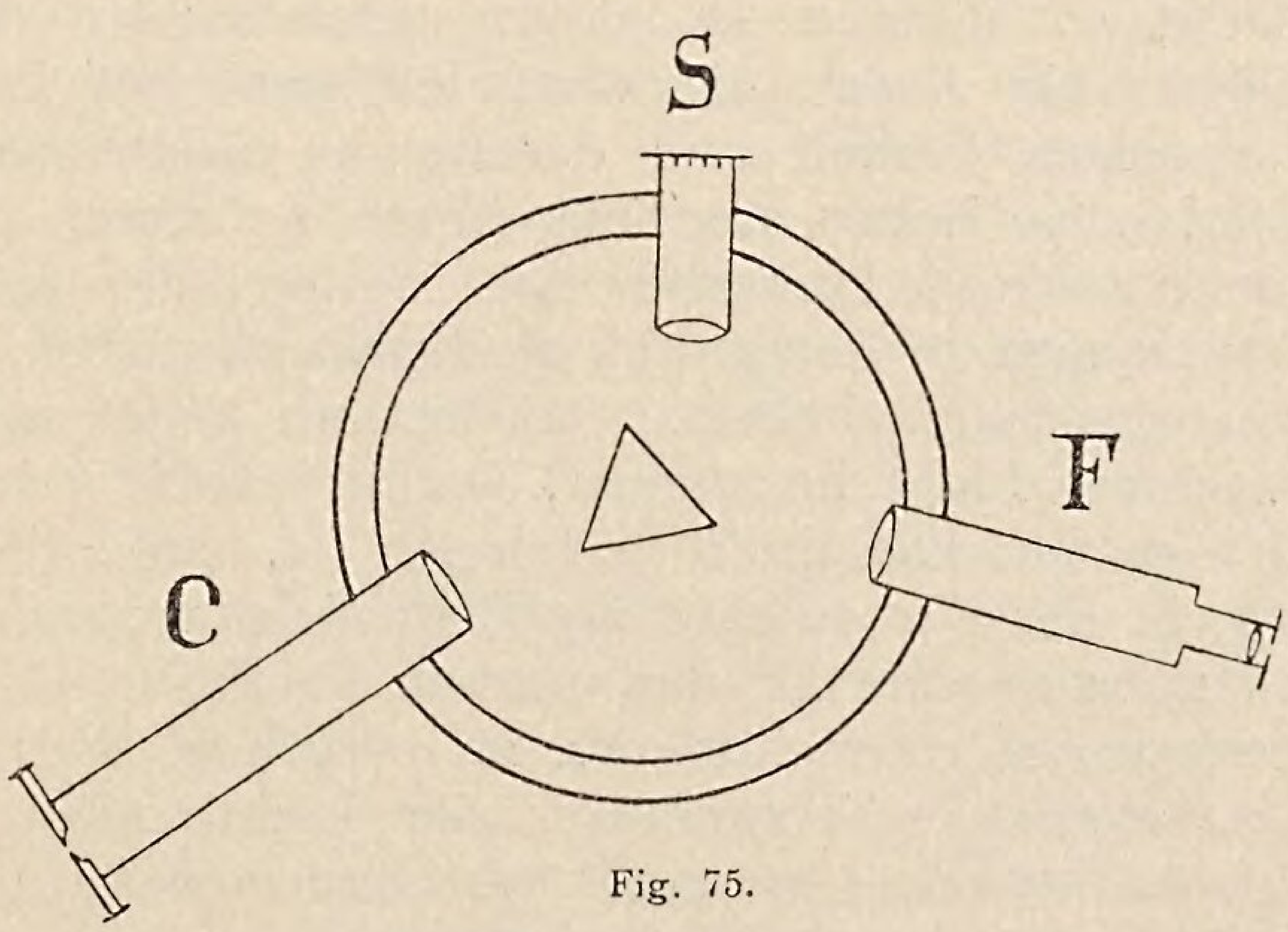


Fig. 75.

durchsetzt ist. Die Lage dieser Fraunhofer'schen Linien ist eine durchaus unveränderliche. In demselben Spektroskop beobachtet, liegen sie immer bei denselben Skalenteilen. Bestimmt man nun auf einem andern, später zu erörternden Wege die Wellenlänge des den einzelnen Fraunhofer'schen Linien entsprechenden Lichtes, so ist damit auch die Wellenlänge desjenigen Lichtes ermittelt, welches den mit den Fraunhofer'schen Linien zusammenfallenden Skalenteilen entspricht. Die Aufsuchung dieser Beziehung zwischen Skalenteilen und Wellenlängen ist für jedes einzelne Spektroskop durchzuführen, bevor dasselbe seinem eigentlichen Zwecke, nämlich der Untersuchung der Spektra verschiedenartiger Lichtquellen, d. h. der von R. Bunsen und G. Kirchhoff begründeten Spektralanalyse dienen kann.

167. Die Spektra der natürlichen und künstlichen Lichtarten zerfallen in folgende Gruppen:

Kontinuierliche Spektra.

a) Glühende feste oder flüssige Körper geben ein kontinuierliches Spektrum. Hierher gehört das Spektrum der elektrischen Glühlampen, dasjenige glühender oder geschmolzener Metalle, auch das Spektrum des Kerzen- und Lampenlichtes, insoferne das letztere der Hauptsache nach von den glühenden festen, beim Verbrennungsprozess ausgeschiedenen Kohleteilchen herrührt. Ebenso ist auch das Spektrum des elektrischen Bogenlichtes ein kontinuierliches, da dasselbe gleichfalls zum grössten Teile von den weissglühenden Kohlen und nur zum kleineren Teile von dem bläulich-violetten Lichtbogen herkommt. Wenn alle diese Spektra auch keinerlei Unterbrechung in der Farbenfolge vom Rot bis zum Violett aufweisen und in dieser Beziehung die gemeinsame Eigenschaft der Kontinuität besitzen, so können sie doch untereinander sehr verschieden sein durch die verschiedenen Helligkeitsgrade der einzelnen Farben und der daraus resultierenden Gesamtfarbe. Je höher die Temperatur der durch glühende Kohle erzeugten Lichtarten ist, desto mehr nähert ihr Spektrum sich in Bezug auf die Intensitätsverteilung demjenigen des Sonnenlichtes. Das letztere findet man häufig als weisses Licht bezeichnet, womit jedoch keine physikalisch genaue Definition verbunden ist. Man thut daher besser, in der Farbenlehre den Begriff des weissen Lichtes überhaupt zu vermeiden und nur von der Farbe des Sonnenlichtes, des Kerzenlichtes etc. zu sprechen. Der Einfluss der zunehmenden Temperatur der Lichtquellen auf das Spektrum besteht in einer verhältnismässig grösseren Intensitätsvermehrung der brechbareren, nach der violetten Seite zu gelegenen Lichtarten.

Sogenanntes weisses Licht.

Gasspektra.

b) Die Spektra der glühenden Gase bestehen aus einzelnen, im allgemeinen äusserst scharf begrenzten Spaltbildern. Dieselben werden deswegen Linienspektra genannt. Bei manchen Gasen finden sich nach der Seite zu verwaschene Streifen, sogenannte Banden, welche dem ganzen Spektrum (Bandenspektrum) ein kanneliertes Aussehen geben. Jedes chemisch einfache Gas besitzt ein durch ganz bestimmte Gruppen von hellen Linien oder Banden gekennzeichnetes Spektrum. Chemisch verwandten Gasen entsprechen ähnlich liegende Gruppen von Linien oder Banden. Sind in einer Flamme gleichzeitig zwei oder mehrere elementare Gase vorhanden, so erscheinen gleichzeitig die Spektra beider Gase ohne gegenseitige Störung. Die Wellenlänge aller dieser Linien ist von der Temperatur unabhängig und es erscheinen die Linien daher in demselben Spektroskop

stets bei ganz bestimmten Skalenteilen. Umgekehrt kann daher aus dem Auftreten einer der Liniengruppen im Spektrum geschlossen werden auf das Vorhandensein des zugehörigen chemischen Elementes. (Qualitative Spektralanalyse.) Von der Temperatur abhängig ist dagegen die relative Lichtstärke der einzelnen Linien. Bei zunehmender Temperatur gewinnen die schwächeren Linien verhältnismässig mehr an Intensität und die Banden lösen sich in ein System feiner benachbarter Linien auf. Deswegen muss zur möglichst vollständigen Beobachtung der Spektra die Lichtquelle möglichst heiss sein. Beispiele für Linienspektra sind diejenigen des Natriums (zwei benachbarte helle Linien im Gelb bei Wellenlänge 0,000589 und 0,000591 mm; dazwischen noch mehrere lichtschwächere Linien), des Kaliums (eine rote und violette Linie), des Lithiums (eine starke rote und eine schwächere gelbe Linie) etc. Besonders zahlreich sind die hellen Linien des Eisens, deren etwa 5000 gezählt sind. Zur Herstellung der Spektra genügt es, ausserordentlich geringe Spuren der Metallsalze in die heisse Flamme eines Bunsen'schen Gasbrenners zu bringen, der vor dem Spalte des Spektroskopes aufgestellt wird. Höhere Temperaturen erreicht man, wenn man vor dem Spalte einen elektrischen Funken überschlagen lässt, in welchem Spuren der Salzlösungen vergast werden. Am reinsten, und vor dem meist Natrium enthaltenden atmosphärischen Staube geschützt, erhält man die Spektra, wenn das Gas in ein Geissler'sches Rohr eingeschlossen wird, das man vor dem Spalte zum Leuchten bringt.

Qualitative Spektralanalyse.

Herstellung der Gasspektra.

c) Der Eigenschaft selbstleuchtender Gase, ganz bestimmte Lichtarten auszusenden, gesellt sich die zweite Eigenschaft, dieselben Lichtarten ganz besonders absorbieren zu können. Das Emissionsvermögen ist dem Absorptionsvermögen proportional (Kirchhoffs Gesetz; cf. unten 246). Hierdurch erklärt sich, dass, wenn ein Lichtstrahl, dessen Spektrum ein kontinuierliches ist, durch ein Gas geht, gerade dasjenige Licht geschwächt wird, welches das Gas für sich aussenden würde. An Stelle der hellen Linie erscheint jetzt eine dunkele. Kirchhoff erkannte, dass die Fraunhofer'schen Linien solche Absorptionsstreifen seien. So liegt die von Fraunhofer mit *D* bezeichnete dunkle Linie des Sonnenspektrums in jedem Spektroskop genau an demselben Skalenteil, an welchem man die helle Linie einer Natriumflamme in demselben Spektroskop sieht. Das vom feurig-flüssigen Sonnenkern ausgehende Licht hat hiernach ein alle Farben enthaltendes

Absorptionsspektra. Kirchhoffs Gesetz.

kontinuierliches Spektrum. Beim Durchgang durch die gasförmige Sonnenhülle werden diejenigen Lichtarten geschwächt, welche (in geringerer Intensität) von der Hülle allein, also z. B. dem Natriumdampf derselben ausgesandt werden. Die dunklen Linien sind daher die Umkehr aller derjenigen Linienspektra, welche die Elemente der Sonnenhülle besitzen. Sie sind jedoch nicht als absolut schwarz, sondern nur als relativ lichtschwach im Vergleich mit den unmittelbar benachbarten Teilen des Spektrums aufzufassen.

Eine auswählende Absorption des Lichtes findet auch in allen durchsichtigen festen oder flüssigen Körpern statt, welche im durchfallenden Lichte farbig erscheinen. Das kontinuierliche Spektrum des Kerzenlichtes beschränkt sich auf das rote Ende, wenn man ein rot gefärbtes Glas vor den Spalt bringt. Das ebenso hergestellte Absorptionsspektrum des normalen Blutes hat zwei im Gelb liegende Absorptionsstreifen. Die Absorptionsspektra können somit auch zur qualitativen Analyse der absorbierenden Körper benutzt werden. Weiter aber wird durch Messung der Lichtintensitäten der einzelnen Stellen der Absorptionsspektra ein Schluss auf die Menge der absorbierenden Substanz möglich, deren Lösung zu diesem Zwecke in parallelwandigem Glasgefäss bestimmter Dicke vor dem Spalte aufgestellt wird. (Quantitative Spektralanalyse.)

Quantitative Spektralanalyse.

Die Dispersion des Lichtes.

168. Beim Durchgange eines Lichtstrahles durch ein Prisma wird die Divergenz der roten und violetten Strahlen im allgemeinen als Dispersion bezeichnet. Für ein und dieselbe Prismen-Substanz ist dieser Winkel um so grösser, je grösser der Prismenwinkel ist. Für verschiedene Substanzen und gleiche Prismenwinkel ist die Dispersion um so grösser, je grösser die Differenz der Brechungsindices der roten und violetten Strahlen ist. Es zeigt sich ferner, dass dasjenige Gesetz, nach welchem die Brechungsindices mit abnehmender Wellenlänge wachsen, bei verschiedenen Substanzen, z. B. auch bei verschiedenen Glassorten (Crown- und Flintglas) ein sehr verschiedenes ist. So können zwei Prismen hergestellt werden, (ein Crownglas mit grossem und ein Flintglas mit kleinem Prismenwinkel), welche gleich grosse Dispersion zwischen den roten als den violetten Strahlen zeigen, aber eine verschieden grosse zwischen rot und grün. Oder es können Prismen aus zwei verschiedenen Glassorten geschliffen werden, welche bei gleicher Ablenkung der grünen Strahlen eine sehr ungleiche Dispersion zwischen rot und violett besitzen. Es ist deswegen möglich, zwei oder mehr Prismen aus Crown und Flint mit

entgegengesetzt liegenden brechenden Kanten aneinander zu legen und ihre Winkel derart zu wählen, dass ein Lichtstrahl mit Dispersion aber ohne Ablenkung der Strahlen mittlerer Brechbarkeit hindurchtritt. Solche Prismenkombinationen werden als Prismen mit gerader Durchsicht (à vision directe) bezeichnet und werden als Spektroskope benutzt. Man kann aber auch die Prismenwinkel und ihre Substanzen so wählen, dass die Ablenkung der roten, der grünen und der violetten Strahlen gleich gross wird, dass also zwar Ablenkung stattfindet, aber (wenigstens für drei Farben) keine Zerstreuung. Solche Prismen heissen achromatische und die ihnen entsprechenden Kombinationen von bikonvexen Crownglaslinsen mit bikonkaven Flintglaslinsen zu einer einzigen Objektivlinse werden achromatische Linsen genannt, da sie die Bilder ohne farbige Säume erscheinen lassen. Als Mass der Dispersion setzt man, wenn n_B, n_F, n_H die Brechungsindices der den Fraunhofer'schen Linien B (rot), F (grün), H (violett) bedeuten, den Quotienten $\frac{n_H - n_B}{n_F}$.

Spektroskope mit gerader Durchsicht.

Achromatische Linsen.

169. Es gibt Substanzen (z. B. Fuchsinlösung), bei denen n_H kleiner als n_B ist, so dass die Reihenfolge der Farben im Spektrum eine veränderte wird; diese Erscheinung wird als anomale Dispersion bezeichnet. Die Untersuchung der Dispersion verschiedener Substanzen insbesondere von Flüssigkeiten, welche zu diesem Zwecke in gläserne Hohlprismen gebracht werden, mittels des Spektroskopes gibt ein weiteres wertvolles Hilfsmittel der qualitativen Spektralanalyse dieser Substanzen.

Anomale Dispersion.

Die Interferenz des Lichtes.

170. Obwohl die allgemeine Vorbedingung für Interferenzen von Wellen nur darin besteht, dass ein und dieselbe Stelle des äthererfüllten Raumes gleichzeitig von zwei verschiedenen Wellen getroffen wird, so bemerkt man Interferenzen des Lichtes doch niemals, so lange die beiden Wellen von zwei verschiedenen Lichtquellen herrühren. Denn, um irgend einen Effekt der Interferenz wahrnehmen zu können, müsste derselbe wenigstens eine gewisse, wenn auch vielleicht nur nach Tausendstel-Sekunden zu bemessende Zeit konstant andauern. Da aber bei der enormen, mehrere Hunderte von Billionen per Sekunde erreichenden Zahl der Schwingungen des Lichtes anzunehmen ist, dass die einzelnen von den Lichtquellen ausgehenden Wellenzüge millionenmal in der Sekunde nach ihrer Phase und in der Regel auch nach Schwingungs-

Bedingung für das Zustandekommen von Interferenzen.

richtung und Wellenlänge wechseln, so ist es im höchsten Grade unwahrscheinlich, dass zwei Wellenzüge verschiedenen Ursprungs eine merkliche Zeit hindurch den gleichen schnellen Wechsel aufweisen sollten. Lichtinterferenzen bemerkt man daher nur dann, wenn sämtliche einzelnen, von einer Lichtquelle ausgehenden Wellenzüge gewissermassen jeder mit sich selber zur Interferenz gebracht werden. Dies kann geschehen, wenn ähnlich wie bei den akustischen reflektierten Seilwellen ein Lichtstrahl von einer spiegelnden Fläche reflektiert wird und mit den nächsten nachfolgenden Wellen derselben Art interferiert. (Wiener und Lippmann konnten die so erzeugten stehenden Lichtwellen photographisch fixieren.) Oder aber es kann jeder Wellenzug künstlich in zwei Züge gespalten werden, welche nachher wieder vereinigt werden und denselben Weg in derselben Richtung durchlaufen.

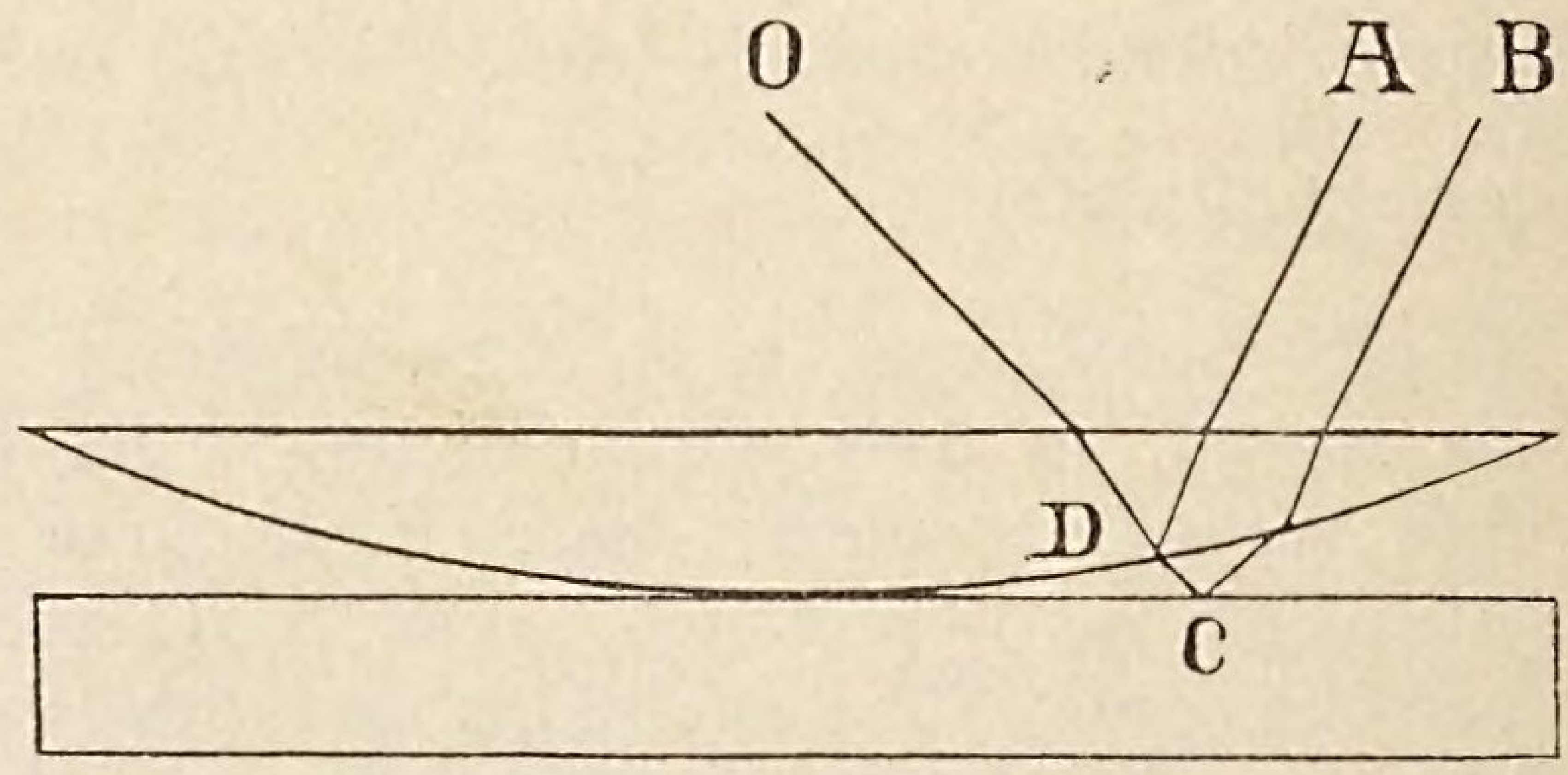


Fig. 76.

Grimaldis Grundversuch.

171. Das zuerst 1650 von Grimaldi entdeckte Interferenzphänomen sieht man, wenn man einen Sonnenstrahl durch zwei sehr nahe benachbarte feine Oeffnungen eines Schirmes fallen lässt. Da, wo die beiden Bilder auf der gegenüberliegenden Wandfläche übereinandergreifen, entstehen farbige Ränder als die Folge einer durch Interferenz bewirkten teilweisen Vernichtung einzelner Farben.

Newton'sche Farbenringe.

172. Die Newton'schen Farbenringe (1675), welche man sieht, wenn ein plankonvexes Glas mit der konvexen Seite auf eine ebene Glastafel gelegt wird, erklären sich durch Interferenz. In Fig. 76 wird das Auge O auf demselben Wege DO von zwei Lichtstrahlen getroffen, nämlich von dem bei D reflektierten ADO und dem bei C reflektierten BCO; beide Wege AD und BC liegen sehr nahe nebeneinander und werden in jedem Augenblick von demselben Wellenzuge durchlaufen. BC trifft aber in D um so viel später ein, als zum Durchlaufen der doppelten Strecke DC gehört. Die von D nach O gehenden beiden Wellenzüge sind hierdurch

gegeneinander in ihrer gemeinsamen Richtung verschoben. Beträgt diese Phasenverschiebung für einen gewissen Wellenzug z. B. denjenigen von der Wellenlänge des gelben Lichtes gerade eine oder eine ungerade Anzahl von halben Wellenlängen ($^1/_2 \lambda$), so vernichten sich alle Wellen dieses Zuges. Andere Wellenzüge zerstören sich nur teilweise und noch andere verstärken sich, insbesondere diejenigen, deren Phasenunterschied eine oder mehrere ganze Wellenlängen beträgt. Die Folge ist, dass das Auge in der Richtung OD nicht mehr die natürliche Färbung des auffallenden Lichtes AB, sondern die zu dem zerstörten gelben Lichte komplementäre Färbung wahrnimmt. (Nimmt man von irgend einer gemischten Lichtart einen Farbenkomplex weg, so wird die Mischfarbe der übrig gebliebenen Farben als komplementär zu der weggenommenen bezeichnet). Der Phasenunterschied selber, welchen die vereinigten beiden Strahlen längs DO besitzen, setzt sich aus zwei Teilen zusammen; nämlich erstens rührt er her aus der Verzögerung, welche der Strahl BCD infolge seines längeren Weges erfährt. Diesen Teil des Phasenunterschiedes findet man, wenn man die doppelte Strecke DC durch λ dividiert. Zweitens kommt noch der Phasenunterschied $^1/_2 \lambda$ hinzu, infolge des Umstandes, dass der Strahl ADO bei D eine Reflexion an einem optisch dünneren Medium erleidet, während der Strahl $BCDO$, welcher bei C an einem optisch dichteren Medium reflektiert wird, eine solche plötzliche Phasenverschiebung nicht erfährt. Ueberall, wo die Luftschicht zwischen den beiden Gläsern dieselbe Dicke hat, wird man dieselben Farben wahrnehmen. Daher sieht man um den Berührungspunkt der Gläser konzentrische farbige Ringe, deren Breite nach aussen schnell abnimmt wegen der sich hier schneller vergrössernden Abstände der Gläser.

173. Die Farbenerscheinungen, welche an feinen Krystallspalten beobachtet werden, erklären sich auf dieselbe Weise. Ebenso die Farben sehr dünner Blättchen (Seifenblasen). In letzterem Falle wird die durch den Wegunterschied beider interferierender Lichtstrahlen erzeugte Phasendifferenz um $^1/_2 \lambda$ vermindert, anstatt, wie vorhin, vermehrt, da das Blättchen jetzt als optisch dichter im Vergleich zu seiner Umgebung zu betrachten ist. Farben dünner Blättchen.

174. Fresnel stellte zwei schwarze (nur an der Vorderseite reflektierende) Spiegel unter einem von 180^0 nur äusserst wenig abweichenden Winkel aneinander. Ein davor befindlicher Lichtpunkt besitzt alsdann zwei sehr nahe aneinander gelegene Bildpunkte und die von den Spiegeln reflektierten Strahlen verhalten sich so, als kämen sie von zwei nahe Fresnels Interferenzversuch.

benachbarten Lichtquellen her, welche nun aber, im Unterschiede zu zwei wirklichen Lichtquellen, alle Wellenzüge des Lichtes gleichzeitig und völlig unisono aussenden. Für gewisse Richtungen der Strahlen sind die von beiden durchlaufenen Wege ungleich lang und die Phasen sind daher verschoben, so dass eine Auslöschung derjenigen Bestandteile des Lichtes stattfindet, welche um ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge in ihrer Phase gegeneinander verschoben sind. An Stelle der beiden Spiegel wandte Fresnel auch ein besonders geschliffenes Prisma an, d. h. ein Glas, welches auf der einen Seite eben, auf der andern ganz schwach dachförmig geschliffen war.

Gegenüber dem Newton'schen Interferenzversuch besteht das Eigentümliche der Fresnel'schen Versuche darin, dass die beiden interferierenden Strahlen nicht genau denselben Weg, sondern zwei, freilich sehr nahe aneinanderliegende und ganz schwach konvergierende Wege durchlaufen. Zu den Fresnel'schen Versuchen nimmt man als Lichtquelle zweckmässig einen sehr feinen Lichtspalt, der mit der gemeinsamen Spiegelkante bezw. der Prismenkante genau parallel gestellt sein muss. Die Interferenzfransen, welche auf einem Schirme aufgefangen werden können, sind nur bei sehr sorgfältiger Aufstellung der Spiegel sichtbar. Wesentlich glänzender und leichter auffindbar sind die bei gebeugtem oder polarisiertem Lichte eintretenden Interferenzerscheinungen.

Die Beugung des Lichtes.

Beugung durch einen Spalt.

175. Ein schmales, etwa durch einen Spalt im Fensterladen gegangenes Bündel von Sonnenstrahlen möge in verdunkeltem Zimmer auf einen zweiten, sehr engen Spalt *AB* (Fig. 77) fallen. Auf einem etwa $^1/_2$—2 m hinter *AB* aufgestellten Schirme *SS* bemerkt man alsdann ein helles weisses Spaltbild an derjenigen Stelle *M*, welche der geradlinigen Fortpflanzung des Lichtes entspricht. Auf beiden Seiten von *M* (in Fig. 77 ist nur eine Seite gezeichnet) sieht man farbige Fransen, die nach aussen hin mehr und mehr an Helligkeit abnehmen. Schaltet man in den Gang der Lichtstrahlen ein monochromatisches Glas ein, so sieht man zu beiden Seiten von *M* abwechselnd dunkle und helle Streifen. Also dort, wohin bei der lediglich geradlinigen Ausbreitung des Lichtes überhaupt kein Licht hätte kommen können, ist es doch hell, wenn auch weniger hell als in der Mitte bei *M*. Diese scheinbare Ablenkung des Lichtes wird als Beugung bezeichnet und erklärt sich durch das Huygens'sche Prinzip,

wonach jedes vom Licht getroffene Aetherteilchen wieder als Zentrum einer neuen Welle betrachtet werden kann, zusammen mit dem Vorgange der Interferenz. Denkt man sich dieserhalb das bei *AB* eintretende Licht etwa in vier nebeneinander liegende Bündel 1 2 3 4 zerlegt, so werden die im Spalte *AB* befindlichen Aetherteilchen in gleiche Phase versetzt. In der Richtung nach *N* wird das von der Kante *A* nun aufs neue ausgehende Bündel um die Strecke *AC* zurück sein gegenüber dem an der Kante *B* vorbeigehenden, gleichfalls nach *N* gerichteten Strahl. Zwischen diesen und den die inneren Punkte 2 und 3 des Spaltes passierenden Lichtbündeln müssen daher Phasenverschiebungen, also Interferenzen, stattfinden. Ist *AC* gerade gleich einer halben Wellenlänge einer bestimmten, z. B. jener oben angenommenen monochromatischen Lichtart, so vernichten sich die beiden an *A* und *B* vorbeigehenden Randstrahlen zwar völlig, dagegen werden die Strahlen 2 und 3 nur eine gegenseitige Schwächung erfahren, so dass bei *N* noch ein Lichtquantum eintrifft, welches, wie eine mathematische Analyse ergibt, etwa 0,4 des auf *M* fallenden Lichtes beträgt. Für eine andere Richtung, z. B. diejenige von *AB* nach *P* zu, möge

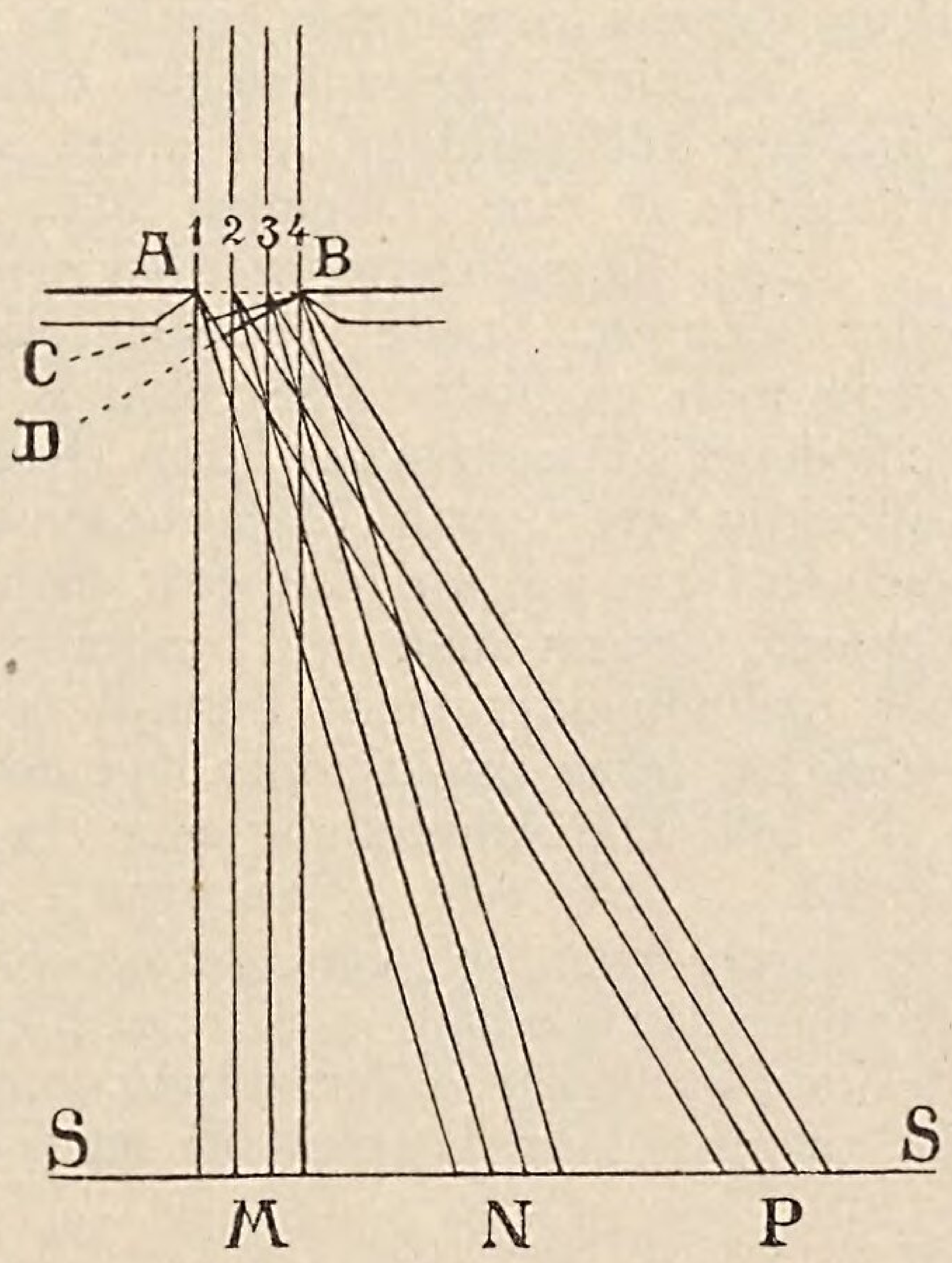


Fig. 77.

der Gangunterschied der Randstrahlen eine ganze Wellenlänge ($AD = \lambda$) betragen. Dann wird Strahl 1 und 3 einen Gangunterschied von $^1/_2 \lambda$ haben. Beide vernichten sich also völlig, ebenso 2 und 4, und es kommt nach *P* gar kein Licht. Für eine noch weiter seitlich als *P* gelegene Richtung *N'* möge der Gangunterschied $^3/_2\ \lambda$ betragen. Dann vernichten sich $^2/_3$ aller durch *AB* gehenden Strahlen in derselben Weise, wie dies in der Richtung *P* stattfindet, und das übrige $^1/_3$ wird abgeschwächt, ebenso wie dies für die Richtung *N* stattfand. Die Schwingungsweite des Lichtes ist hier aber nur noch $^1/_3$ von derjenigen in *N* und die Helligkeit, welche dem Quadrat der Schwingungsweite proportional ist, nur noch $^1/_9$ so gross.

Von N nach P zu und weiter hinaus findet eine allmähliche Ab- und Zunahme des Lichtes statt, in welcher N, N' . . . die mehr und mehr verblassenden Maxima, P, P' . . . die völlig schwarzen Minima sind. Lassen wir die Voraussetzung des monochromatischen Lichtes fallen, so überlagern sich die Fransenbilder der einzelnen Farben zu Mischfarben (Beugungsspektrum).

Mit zunehmender Breite des Spaltes AB müssen die Winkel ABC, ABD immer kleiner werden, wenn die Gangunterschiede zwischen den Randstrahlen $^1/_2\,\lambda$, λ . . . betragen sollen, d. h. bei zunehmender Spaltbreite rückt das ganze Beugungsspektrum immer näher an M heran.

Aehnliche Beugungsbilder erhält man, wenn ein Bündel paralleler Lichtstrahlen auf einen schmalen, undurchsichtigen Körper (z. B. eine Nähnadel) fällt.

176. Komplizierter werden die Erscheinungen, wenn zwei oder mehrere Spalte nebeneinander gestellt werden, oder wenn man an Stelle eines Spaltes kleine Lichtöffnungen verschiedener geometrischer Form (Kreis, Dreieck etc.) anwendet. Subjektiv kann man diese besonders von Schwerd untersuchten Beugungsbilder sehr leicht und farbenprächtig wahrnehmen, indem man die beugenden Oeffnungen unmittelbar vor das Objektiv eines Fernrohres setzt, das man auf eine möglichst ferne punkt- oder linienförmige Lichtquelle einstellt.

Beugung durch mehrere Spalte.

177. Die Anwendung sehr vieler und schmaler paralleler Spalte — also eine gitterartige Lichtöffnung, wie man sie durch feine auf Glas gezogene parallele und äquidistante Diamantstriche erhält — führt zu einem sehr einfachen Ergebnis, dessen physikalische Verwertung von weittragendster Bedeutung ist, nämlich zur Herstellung eines reinen Spektrums. In Fig. 78 möge auf das Gitter $ABCDEF$ ein paralleles Lichtbündel auffallen. Für eine ganz bestimmte, um den Winkel φ von den einfallenden Strahlen abweichende Richtung und für eine ganz bestimmte Farbe werden die an A und C vorübergehenden Randstrahlen den Gangunterschied von einer Wellenlänge haben, falls näm-

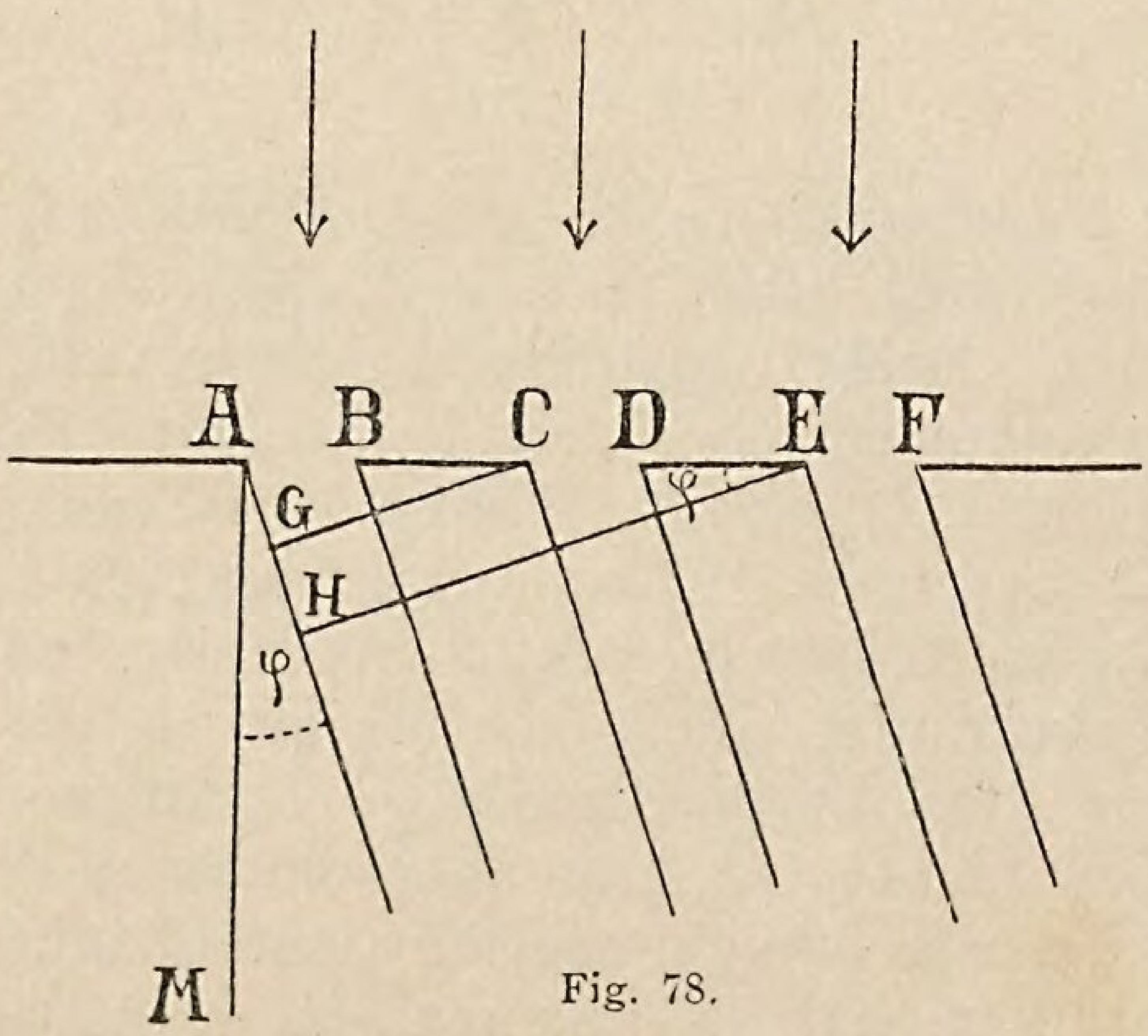


Fig. 78.

lich $AG = \lambda$ ist. Dasselbe muss für die an C und E vorbeigehenden Randstrahlen zutreffen, wenn A, C, E in genau gleichen Abständen liegen. Alle diese Randstrahlen werden sich also verstärken und dasselbe gilt für die ganzen Strahlenbündel AB, CD, EF. In der durch den Winkel φ markierten Richtung tritt sonach ein Maximum des Lichtes ein. Je enger die Spalte aneinanderliegen und je zahlreicher sie sind, um so schärfer ist jenes Maximum ausgebildet, und schon die kleinste Abweichung von der Richtung φ gibt infolge der zwischen entfernteren Spalten jetzt eintretenden Interferenzen fast völlige Vernichtung des speziellen Lichtes von der Wellenlänge AG. Dafür aber wird in dieser andern Richtung eine andere Farbe ihr Maximum haben und so zerlegt das Gitter gemischtes auffallendes Licht in seine spektralen Bestandteile. Ein solches Gitterspektrum erscheint auf beiden Seiten der senkrecht zum Gitter gelegenen Richtung AM. Das violette Ende des Spektrums ist der Mitte zugewandt, das Rot nach aussen. Auf diese beiden Spektra (Gitterspektra 1. Ordnung) folgen auf jeder Seite zwei weitere Spektra, welche dadurch entstehen, dass der Gangunterschied der Randstrahlen ACE je eine doppelte Wellenlänge beträgt (Gitterspektrum 2. Ordnung). Bei genügender Feinheit des Gitters (z. B. bei etwa 100 Gitterstrichen auf 1 mm) tritt eine so vollkommene Schärfe der Maxima ein, dass die Farben des Sonnenlichtes in völliger Reinheit aufeinander folgen und sogar die zarten Fraunhofer'schen Linien erkennen lassen. Gitterspektrum.

178. Die aus Figur 78 leicht zu entnehmende Beziehung, dass $AC . \sin\varphi = \lambda$, gestattet nun die wichtige Verwertung der Gitterspektra zur Bestimmung der Wellenlänge des Lichtes. Denn $AC = CE$ oder die Breite des Gitters kann mikroskopisch ausgemessen werden und der Winkel φ ist gleichfalls ohne Schwierigkeit messbar. Kennt man die Länge einer Welle, so ist damit auch die Zahl n derjenigen Wellen gegeben, die auf der vom Lichte in einer Sekunde zurückgelegten Strecke von $3{,}10^{10}$ cm oder $3{,}10^{11}$ mm liegen, oder mit andern Worten, aus der Wellenlänge λ und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit $c = 3{,}10^{11}$ mm folgt $n = \frac{c}{\lambda} = \frac{3{,}10^{11}}{\lambda}$, falls λ, wie üblich, in mm ausgemessen wird. Messung der Wellenlänge des Lichtes.

Messungen an Gitterspektren ergaben:

	λ in Millimetern:	n in Billionen:
Rot (Kalium-Linie α)	0,000768	390
Gelb (Natrium-Linie; Fraunhofer D)	0,000589	509
Violett (Kalium-Linie β)	0,000393	763

Die Polarisation des Lichtes.

Transversalität der Lichtwellen.

179. In der Fig. 79 sei *L* der Weg eines Lichtstrahles. Wollte man die Annahme machen, dass die Bewegung der auf *L* liegenden Aetherteilchen eine lediglich longitudinale, in der Richtung von *L* vor sich gehende Oscillation sei, so müssten alle Veränderungen, denen der Lichtstrahl ausgesetzt ist, wenn wir ihn auf irgend einen Körper *K* (z. B. eine durchsichtige Krystallplatte) treffen lassen, offenbar aus Symmetriegründen immer die gleichen bleiben, wenn wir uns *K* (um die Linie *L* als Drehungsaxe) beliebig gedreht denken. Dies ist keineswegs immer der Fall. Deshalb erfordert die Undulationshypothese des Lichtes den weiteren Zusatz, dass die Oscillation jedes, von einem Lichtstrahle *L* getroffenen Aetherteilchens lediglich in einer zu *L* senkrechten Ebene vor sich gehe. Wir nehmen also an, dass die Lichtwellen **transversale** seien. Wenn wir demnach in Fig. 80 durch den Punkt *L* einen Lichtstrahl darstellen, welcher die Zeichnungsebene senkrecht durchsetzt, so werden die Schwingungen des Aetherteilchens *L* in der Zeichnungsebene liegen und hier entweder **geradlinig**, **elliptisch** oder **kreisförmig** sein (cf. 83, Fig. 35).

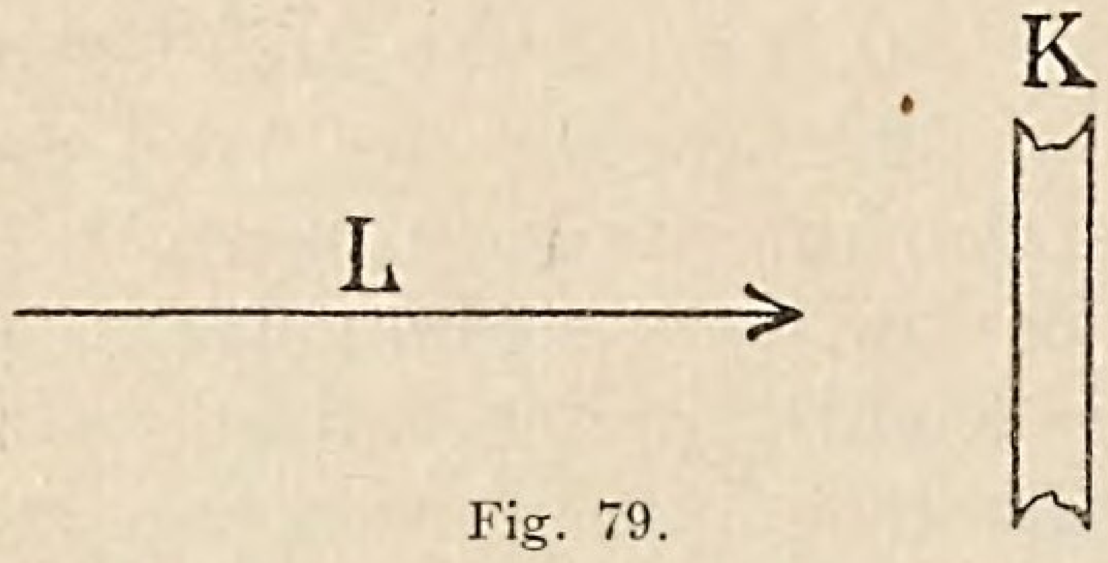


Fig. 79.

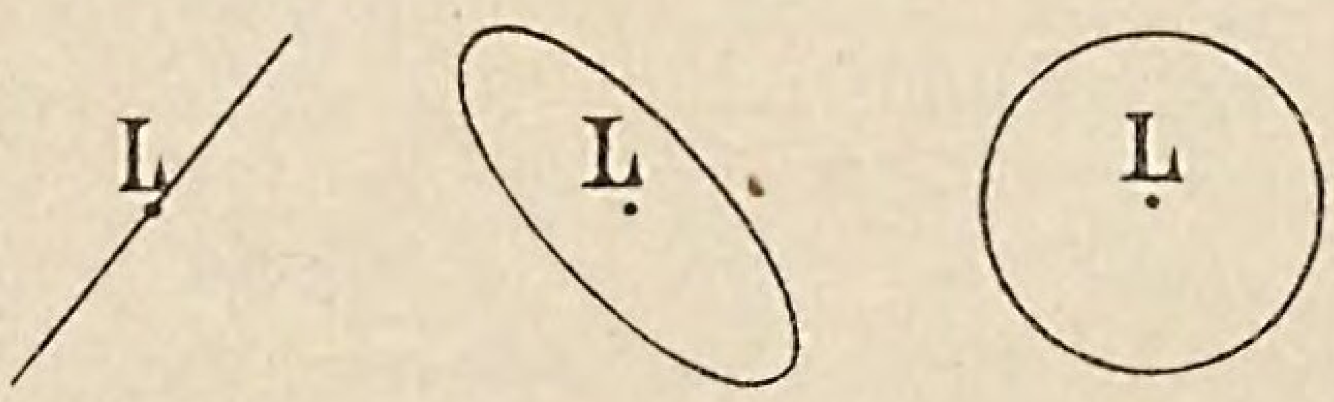


Fig. 80.

Die sieben Lichtarten.

180. Behält das Aetherteilchen seine geradlinige Schwingung und die Richtung dieser Schwingung eine merkliche Zeit unverändert bei, so wird der Lichtstrahl **linear-polarisiert** genannt; hält die elliptische Bewegung mit unveränderter Richtung der Ellipsenaxen an, so wird der Lichtstrahl **elliptisch-polarisiert** genannt, und ist die kreisförmige Bewegung eine andauernde, so hat man **zirkular-polarisiertes** Licht. In den beiden letzten Fällen ist noch wieder je nach der Umlaufsrichtung **rechts-**, oder **links-**elliptisch resp. zirkular-polarisiertes Licht zu unterscheiden. — Wechselt das linear-polarisierte Licht in einer das Auffassungsvermögen des Auges weit überschreitenden schnellen Folge unaufhörlich seine Schwingungsebene, ohne dass irgend eine Richtung (in der Zeichnungsebene Fig. 80) bevorzugt wird, so wird ein solcher Lichtstrahl **natürliches Licht** genannt. Wird eine Schwin-

gungsrichtung bevorzugt, so hat man teilweise linear-polarisiertes Licht. Aendert sich beim elliptisch-polarisierten Lichte die Lage der Ellipsenaxe unaufhörlich und gleichmässig durch alle Richtungen, so hat man teilweise zirkular-polarisiertes Licht und wenn hierbei eine Richtung bevorzugt wird, teilweise elliptisch-polarisiertes Licht. Die vier letztgenannten Lichtarten können als Kombinationen oder Superpositionen der drei erstgenannten fundamentalen Lichtstrahlen aufgefasst werden. So kann das natürliche Licht auch jederzeit betrachtet werden als bestehend aus zwei linear-polarisierten Strahlen, deren Schwingungen senkrecht gegeneinander stehen und gleiche Intensität (Amplitude) besitzen.

181. Ein polarisierter Lichtstrahl und zwar ein linear-polarisierter, kann durch Reflexion entstehen, wie dies von Malus 1808 entdeckt wurde. In Fig. 81 möge der natürliche Lichtstrahl AB auf den Spiegel $S_1 S_1$ fallen. Der reflektierte Strahl BC hat alsdann nicht mehr die Eigenschaften des natürlichen Lichtes. Es tritt dies in die Erscheinung, wenn man den Strahl BC auf einen zweiten Spiegel $S_2 S_2$ fallen lässt. Dreht man nämlich den Spiegel $S_2 S_2$ derart, dass BC die Drehungsaxe bildet und $\sphericalangle BCS_2$ mithin unverändert bleibt, so wird der zum zweiten Mal reflektierte Strahl CD einen Kegelmantel beschreiben. Bei dieser Drehung bemerkt man nun einen auffälligen Intensitätswechsel des Strahles CD; derselbe ist am hellsten in den in der Zeichnungsebene liegenden Richtungen CD und CD', am dunkelsten in den beiden dazwischen liegenden Richtungen. Dies verschiedene Verhalten des zum zweiten Mal reflektierten Strahles kann offenbar nur erklärt werden aus einer dem Strahl BC anhaftenden Seitlichkeit, welche ihn von dem natürlichen Lichtstrahl AB prinzipiell unterscheidet und als polarisierten Lichtstrahl kennzeichnet. Die nach allen Richtungen gleichmässig um AB verteilten Aetherschwingungen können ersetzt gedacht werden durch einen linear-polarisierten Wellenzug (Wellenlinie AB) in der Zeichnungsebene und einen zweiten linear-polarisierten, senkrecht zu jenem verlaufenden Zug, der in der Fig. 81 sich als die gerade Linie AB projizieren würde. Man hat nun anzunehmen, dass der eine dieser Wellenzüge Polarisation durch Reflexion.

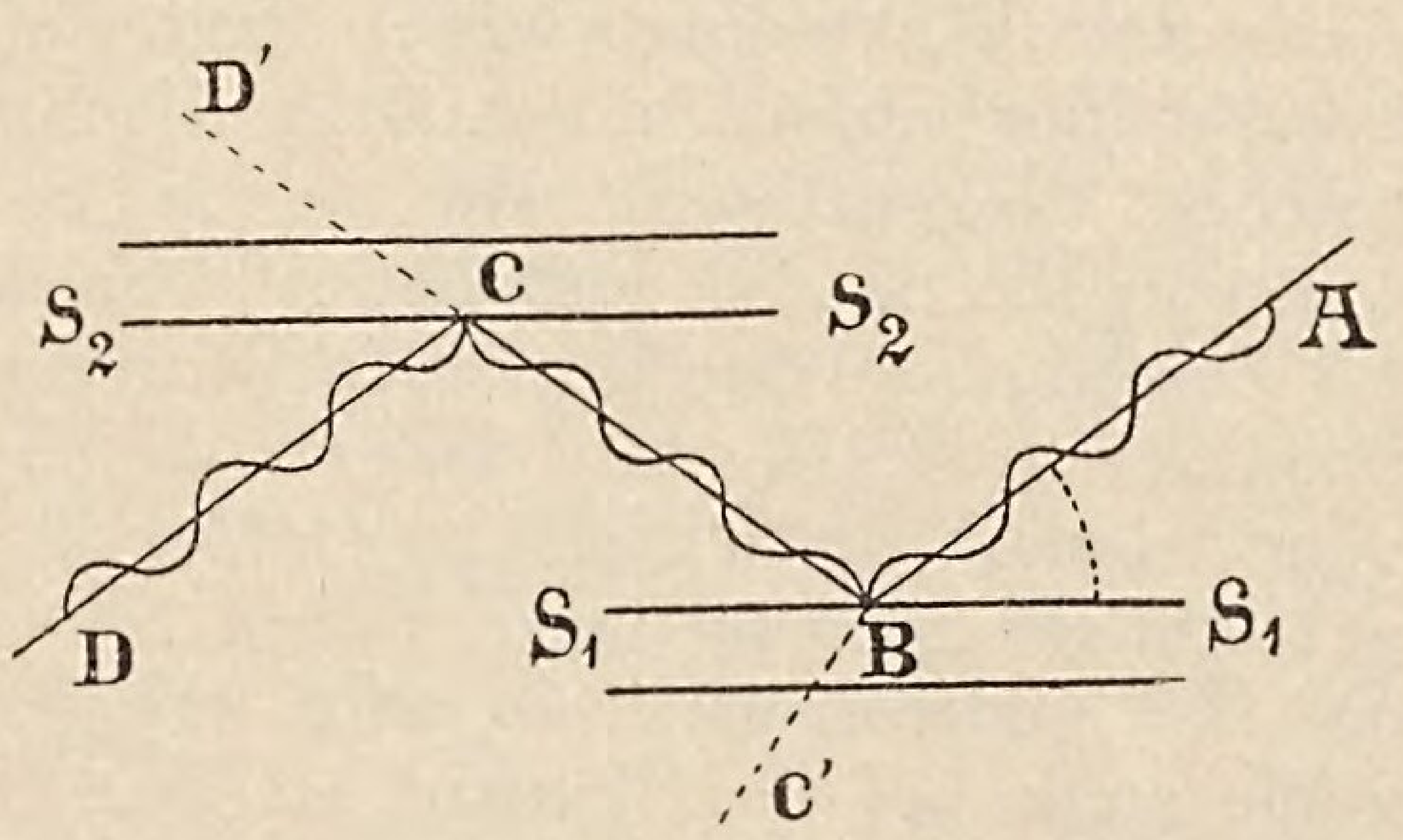


Fig. 81.

vorzugsweise reflektiert wird und dass der andere vorzugsweise unter Brechung in das Material des Spiegels $S_1 S_1$ eindringt. Welchem der Strahlen die eine, welchem die andere Rolle überwiesen wird, ist für die weiteren Erklärungen ohne Belang.

Schwingungsebene und Polarisationsebene.

Ch. Augustin Fresnel und Franz Neumann, die beiden Schöpfer der auf den elastischen Aetherschwingungen beruhenden Erklärung der Optik, nehmen hier Verschiedenes an. Nach Fresnel erfolgen die Schwingungen des Strahles BC in der zur Ebene der Zeichnung, der Reflexionsebene, senkrechten Richtung; nach Neumann erfolgen die Schwingungen des Strahles BC, so wie in der Fig. 81 gezeichnet, in der Zeichnungsebene. In jedem Falle wird die Reflexionsebene die Polarisationsebene genannt. Die Schwingungen eines polarisierten Strahles finden sonach entweder senkrecht zur Polarisationsebene (Fresnel) oder in der Polarisationsebene (Neumann) statt. Letztere Darstellungsweise mag der bequemeren Vorstellung wegen beibehalten werden. Hiernach besteht der einmal reflektierte Strahl BC vorzugsweise aus solchen Wellenzügen, wie sie in Fig. 81 gezeichnet sind, während die in AB enthaltenen, ebenso intensiven, senkrecht zur Zeichnungsebene liegenden Schwingungen bei B nicht mitreflektiert sind. BC wird daher auch bei der zweiten Reflexion C ohne wesentliche Schwächung reflektiert werden, falls $S_2 S_2$ die gezeichnete Stellung hat. Wenn $S_2 S_2$ aber um BC als Axe um 90° gedreht wird, so wird der gezeichnete Wellenzug BC nicht mehr bei C reflektiert werden.

Polarisationswinkel.

182. Die eben beschriebene Verschiedenheit in dem Verhalten der beiden Komponenten eines natürlichen Lichtstrahles findet in aller Vollständigkeit nur bei einem ganz bestimmten Winkel ABS_1 statt. Dieser sogenannte Polarisationswinkel hängt von dem Brechungsindex der spiegelnden Substanz ab. Es ist derjenige Winkel, bei welchem der reflektierte Strahl BC mit dem bei B in den Spiegel eindringenden gebrochenen Strahl BC' gerade einen Winkel von 90 Grad bildet. Dieser Winkel ABS_1 beträgt für Glas 34°.

Besteht AB aus weissem Lichte, so kann eine vollständige Polarisation nur für eine bestimmte Farbenkomponente desselben eintreten, da der Brechungsindex und mit diesem der Polarisationswinkel für verschiedene Farben variiert. Dieselbe Bemerkung ist für den durch Brechung polarisierten Strahl zu machen. Legt man mehrere Glasplatten (Plattensatz) übereinander, so nimmt die Polarisation des durch alle hindurchgegangenen Lichtes bei jeder neuen Brechung zu. Um durch blosse Reflexion unter dem Polarisationswinkel einen möglichst vollständig polarisierten Strahl zu erhalten, wendet man Spiegel

aus schwarzem Glas oder Obsidian an, da sich nun keine durch Reflexion an der hinteren Spiegelfläche reflektierten unvollständig polarisierten Strahlen beimischen können.

183. Der schwarze Spiegel, sowie der Glasplattensatz können sonach benutzt werden, um einen natürlichen Lichtstrahl in einen linear-polarisierten zu verwandeln. Sie werden deshalb als Polarisatoren bezeichnet. Ferner aber lassen auch beide Apparate erkennen, ob ein Lichtstrahl, der auf sie fällt, bereits polarisiert ist oder nicht. In dieser Verwendung werden sie als Analysatoren bezeichnet. Polarisator und Analysator.

184. Bei der Spiegelung an Metallflächen und bei totaler Reflexion wird das natürliche Licht in elliptisch-polarisiertes und in gewissen Fällen bei mehrfacher Reflexion in zirkular-polarisiertes verwandelt. Metallspiegel. Totale Reflexion.

185. Beim Durchgang des Lichtes durch gewisse Krystalle tritt gleichfalls eine Polarisation ein. Es sind dies diejenigen Krystalle, welche doppelbrechend sind, d. h. einen Lichtstrahl bei der Brechung in zwei etwas verschieden gerichtete Lichtstrahlen zerlegen können. Die letzteren sind alsdann vollständig und zwar senkrecht gegeneinander polarisiert. Polarisation durch doppelt brechende Krystalle.

Doppelbrechend sind alle Krystalle, welche nicht dem regulären Krystallsystem angehören. Sie unterscheiden sich wieder in optisch einaxige und zweiaxige. Zu ersteren gehören die Krystalle des quadratischen und hexagonalen Systems, zu letzteren die der übrigen Klassen mit lauter verschieden langen Krystallaxen.

186. Als vornehmster Repräsentant der doppelt brechenden, optisch einaxigen Krystalle kommt der isländische Kalkspath in Betracht, der seiner unmittelbar und auffällig wahrnehmbaren Doppelbrechung wegen auch Doppelspath genannt wird. Derselbe krystallisiert im hexagonalen System als Rhomboëder (Fig. 82). Seine krystallographische und (zugleich optische) Hauptaxe verbindet die beiden stumpfen Ecken *AB*. Die drei unter sich gleich langen Nebenaxen liegen senkrecht zur ersten und verbinden die gegenüberliegenden Mittelpunkte der nicht an die stumpfen Ecken gehenden Kanten. Zur Erklärung der Doppelbrechung in diesem Krystall sind folgende Ueberlegungen nötig. Dem Kalkspath.

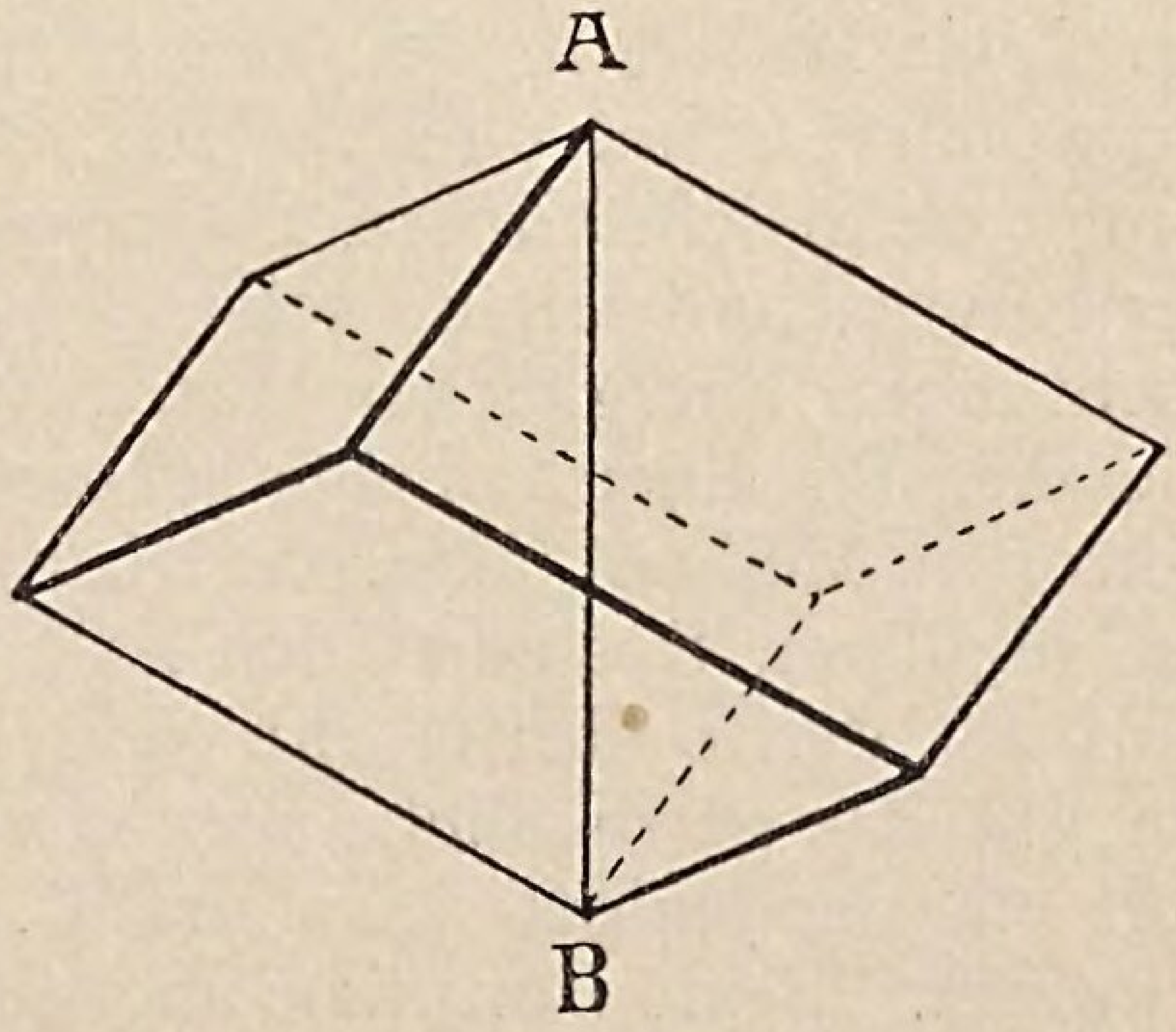


Fig. 82.

Krystallsystem entsprechend nimmt man an, dass die Elastizität des Aethers im Krystall nach verschiedenen Richtungen verschieden gross sei und zwar am grössten in der Richtung der Hauptaxe, am kleinsten in den darauf senkrechten Richtungen. Stellt man die Grösse der Elastizität durch entsprechend lange, von einem Punkte strahlenförmig ausgehende Linien dar, so markieren die Endpunkte derselben ein gestrecktes (ovales) Rotationsellipsoid, dessen Rotationsaxe parallel der Hauptaxe ist, das sogenannte Elastizitätsellipsoid. Es möge nun ein Lichtstrahl *AL* in irgend einer Richtung durch den Krystall gehen. Um einen Punkt *A* seines Weges legen wir das Elastizitätsellipsoid *BCD* (Fig. 83) und durchschneiden dasselbe mit einer zu dem Lichtstrahl senkrechten, durch *A* gehenden Ebene. Die Durchschnittsfläche *CDCD* ist dann eine Ellipse (nur wenn der Strahl in der Hauptaxe liegt, ein Kreis), deren grosse Axe *DD* und deren kleine Axe *CC* sei, und im Mittelpunkt dieser Fläche senkrecht zu ihr steht der Lichtstrahl *AL*. Mit der Theorie der Elastizität steht es dann im Einklang, anzunehmen, dass die Schwingungen des Strahles *AL* nur in der durch *L* und *C* oder in der durch *L* und *D* gelegten Ebene stattfinden können. Die letztere Ebene enthält die mit der Hauptaxe parallele Linie *BB* und wird Hauptschnittsebene genannt. Die erstere steht senkrecht auf ihr. Liegt die Schwingung des Lichtstrahles *AL* in der Hauptschnittsebene *LABD*, so ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit proportional der Linie *AC*, d. h. der kleinen Axe der Durchschnittsellipse. Diese letztere hat offenbar bei jeder beliebigen Lage von *AL* immer die gleiche Grösse. Daher muss sich ein Lichtstrahl, der in der Hauptschnittsebene seine Schwingungen macht, nach allen Richtungen mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen, ebenso wie dies für einen beliebig schwingenden Lichtstrahl in optisch isotropen Medien (amorphe Körper, wie Glas oder Krystalle des regulären Systems) der Fall ist. Ein solcher Lichtstrahl wird als der ordentliche oder ordinäre bezeichnet. Für ihn gilt das gewöhnliche Brechungsgesetz. Anders verhält es sich mit demjenigen Lichtstrahl *AL*, der in der Ebene *LAC* schwingt. Seine Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist der grossen Ellipsenaxe *AD* entsprechend eine grössere und von der

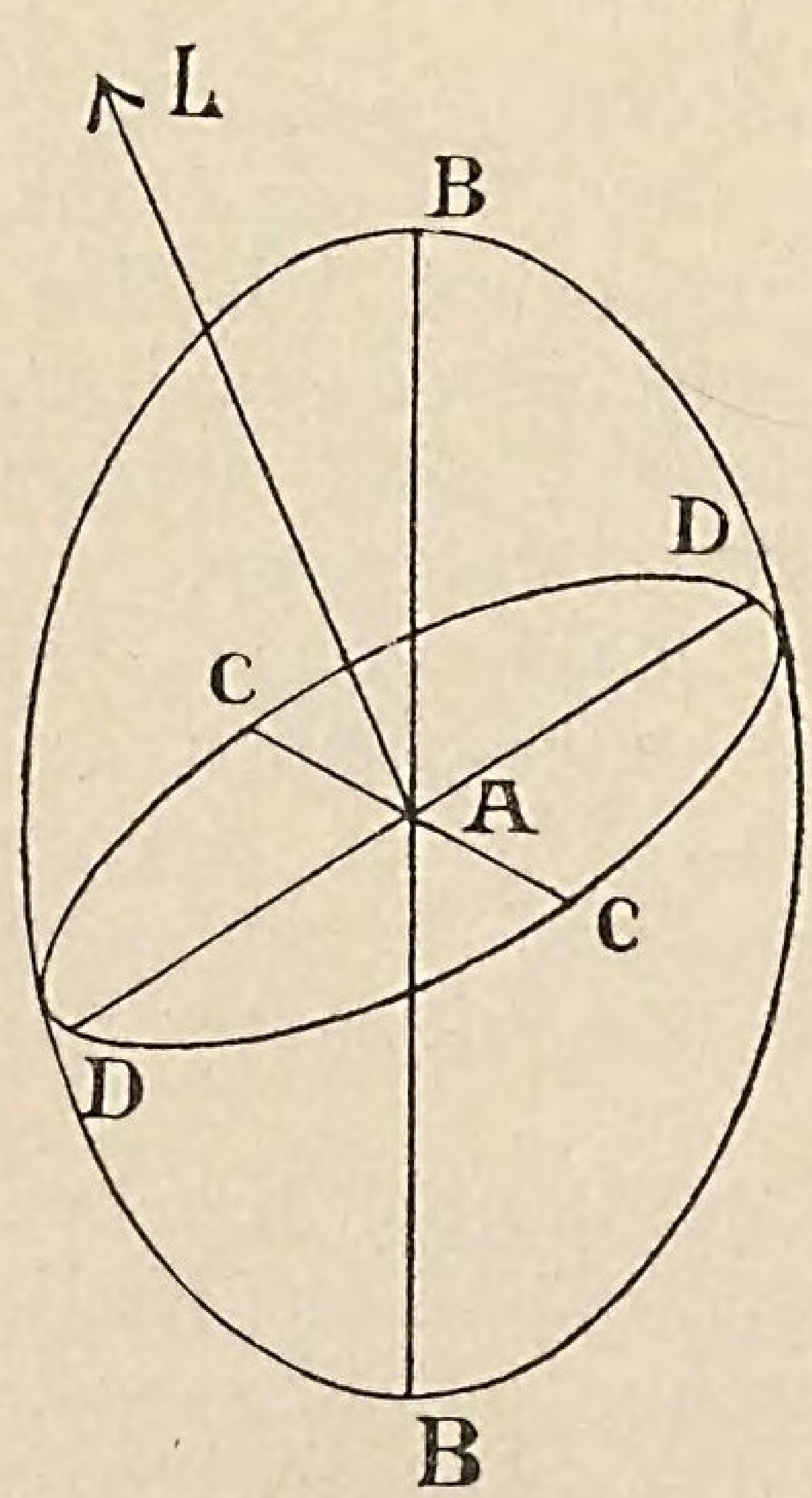


Fig. 83.

Ordentlicher und ausserordentlicher Strahl.

Richtung AL im Krystall durchaus abhängige. Sie wird am grössten, wenn AL einen rechten Winkel mit BB macht, d. h. wenn sich der Lichtstrahl senkrecht zur optischen Axe durch den Krystall bewegt. Für solchen senkrecht gegen den Hauptschnitt schwingenden Lichtstrahl gilt ein anderes Brechungsgesetz. Dieser Lichtstrahl wird als ausserordentlicher oder extraordinärer bezeichnet.

Wellenfläche.

Nunmehr vergegenwärtigen wir uns die für beide Strahlenarten entstehenden Wellenflächen. Dem Huygens'schen Prinzip entsprechend lassen wir von einem Aetherteilchen im Innern des Krystalles Strahlen nach allen Richtungen ausgehen. Sind dieselben lauter ordinäre Strahlen, so werden die auf konzentrischen Kugelflächen gelegenen Punkte gleichzeitig von den Strahlen getroffen, die Wellenfläche ist also eine Kugel, wie auch in isotropen Medien. Wenn dagegen die Strahlen extraordinäre sind, so werden konzentrische Rotations-Ellipsoide die Wellenfläche bilden. Die Wellenfläche der ordinären Strahlen ist also eine Kugel, die der extraordinären Strahlen ein abgeplattetes Rotationsellipsoid, dessen Rotationsaxe mit der optischen Hauptaxe zusammenfällt. In der Richtung der Hauptaxe findet für beide Strahlenarten dieselbe Fortpflanzungsgeschwindigkeit statt.

Konstruktion des Lichtstrahles im Krystall.

Um nun den Weg eines von aussen in den Krystall eintretenden Lichtstrahles zu finden, wendet man das gewöhnliche Brechungsgesetz an und findet dadurch den Weg des ordentlichen Strahles. Der Brechungsindex desselben ist für Doppelspath 1,6585 (D-Linie). Schwieriger ist der Weg des extraordinären Strahles zu finden. Man legt zu diesem Zwecke um die vom einfallenden Lichte getroffenen Punkte der Grenzfläche als Mittelpunkte ellipsoidische Wellenflächen, deren grosse, mit der krystallographischen Axe parallel gelegte Axen in dem Verhältnis kleiner und kleiner genommen werden, in welchem die Grenzflächenpunkte zeitlich nacheinander vom Lichte getroffen wurden. Die gemeinsame Tangentialebene an alle diese Ellipsoide ist die Wellenfläche des gebrochenen extraordinären Lichtstrahles; letzterer steht jedoch nicht genau senkrecht auf der Wellenfläche, sondern fällt in die Richtung vom Eintrittspunkt in den Krystall nach dem Tangierungspunkt der Wellenfläche. Aus einer solchen Konstruktion ergibt sich, dass der extraordinär gebrochene Strahl im allgemeinen aus seiner Einfallsebene abgelenkt wird und nur in den Spezialfällen in derselben bleibt, in denen die Einfallsebene entweder mit der optischen Axe parallel liegt oder auf ihr senkrecht steht. Der Brechungsexponent der extraordinären Strahlen ist wegen der grösseren Fortpflanzungsgeschwindigkeit

desselben kleiner als für den ordinären Strahl und geht im Minimum (also für senkrecht zur Axe durchgehende Strahlen) auf 1,4865 (*D*-Linie) herab.

Brechungsindex.

Die Bestimmung des Brechungsindex geschieht, indem man ein Prisma schleift, dessen brechende Kante mit der krystallographischen Axe parallel ist. Von den beiden entstehenden Bildern gehört das am stärksten abgelenkte dem ordinären, das andere dem extraordinären Strahl an.

Positive und negative einaxige Krystalle.

187. Diejenigen einaxigen Krystalle, bei denen, wie beim Kalkspath, Turmalin etc. die extraordinären Strahlen schwächer gebrochen werden als die ordinären, heissen negative. Bei andern einaxigen Krystallen, wie Quarz, Zirkon, Eis etc., ist der extraordinäre Strahl der stärker gebrochene. Die Wellenfläche derselben wird hier ein gestrecktes Rotationsellipsoid, dessen grosse Axe dem Kugeldurchmesser der Wellenfläche der ordinären Strahlen gleich wird. Diese Krystalle heissen positive.

Zweiaxige Krystalle.

188. Bei den zweiaxigen Krystallen (rhombisch, klinorhombisch und klinorhomboidisch) ist die Elastizität nach allen Richtungen eine verschiedene und die diese Elastizität darstellende um einen Punkt beschriebene Fläche ist ein dreiaxiges Ellipsoid. Es wird hieraus hergeleitet, dass für jede Richtung AL in dem Krystall nur solche Lichtstrahlen fortgepflanzt werden können, die linear polarisiert sind und in einer von zwei aufeinander senkrecht stehenden Ebenen ihre Schwingungen machen. Beide Strahlen haben ungleiche Geschwindigkeit und beide ändern diese Geschwindigkeit, wenn sich die Richtung AL ändert. Die Wellenfläche jeder einzelnen Strahlenart ist ein ungleichaxiges Ellipsoid und die Gesamtwellenfläche eine aus der Durchwachsung von zwei Ellipsoiden gebildete Fläche. Es ergibt sich, dass in einem zweiaxigen Krystall keiner der beiden Strahlen dem gewöhnlichen Brechungsgesetz unterliegt, also jeder derselben wie der extraordinäre Strahl beim Kalkspath zu behandeln ist. Dagegen findet man, dass es zwei ausgezeichnete Richtungen im Krystalle gibt, in denen sich die senkrecht zueinander schwingenden Strahlen mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen. Diese beiden Richtungen heissen die optischen Axen. Der Winkel, welchen dieselben miteinander bilden, ist ein mannigfach verschiedener.

Gewinnung eines polarisierten Lichtstrahles durch Doppelbrechung.

189. Wiederanknüpfend an die Frage, durch welche Mittel ein gewöhnlicher Lichtstrahl in einen linear-polarisierten verwandelt werden kann, sehen wir also, dass ausser der Reflexion und gewöhnlichen Brechung der Durchgang des Lichtes durch einen doppelbrechenden Krystall linear-polarisiertes Licht erzeugt.

Und zwar spaltet sich ein gewöhnlicher Lichtstrahl, der nicht gerade in der Richtung einer Axe in den Krystall tritt, gleich in zwei räumlich etwas getrennte Strahlen, die beide vollständig und senkrecht gegeneinander polarisiert sind. Handelt es sich demnach um die Gewinnung eines solchen Strahles für sich, so muss der zweite irgendwie beseitigt werden.

Beim Turmalin wird eine solche Beseitigung des einen Strahles ohne weiteres durch den Krystall selbst bewirkt, indem der ordentliche Strahl eine bedeutende Absorption im Krystall erfährt, während dies für den ausserordentlichen Strahl nicht der Fall ist. Daher besteht jeder Lichtstrahl, der durch einen parallel zur optischen Axe geschnittenen Turmalin hindurchgeht, aus einem lichtstarken extraordinären und einem sehr lichtschwachen senkrecht dazu schwingenden, übrigens in derselben Richtung verlaufenden ordinären Strahl. Das hindurchgegangene Licht ist also nahezu vollständig linear-polarisiert.

190. Obwohl beim Doppelspath bereits eine so beträchtliche seitliche Verschiebung der beiden Strahlen eintritt, dass man bei nicht zu grosser Querdimension des Lichtstrahles eine direkte Trennung beobachten kann, so würde doch für vielerlei Zwecke die unmittelbare Nachbarschaft und das teilweise Uebereinandergreifen der beiden Strahlen äusserst hinderlich sein. Von grosser Bedeutung für diesen Teil der Optik ist daher ein von Nicol angegebener Kunstgriff geworden, durch den es möglich ist, den durch einen Kalkspath hindurchgehenden ordentlichen Strahl ganz zu beseitigen und lediglich den ausserordentlichen hindurchgehen zu lassen. In Fig. 84 ist ein Kalkspathrhomboëder gezeichnet. Es soll die optische Axe (Verbindungslinie der stumpfen Ecken) in der Zeichnungsebene angenommen sein und ebenso sollen in letzterer die beiden spitzen Ecken A und D liegen. Die durch AB und CD angedeuteten Flächen mögen jedoch künstlich derart abgeschliffen sein, dass der Winkel bei A nicht mehr 71^0, sondern nur noch 68^0 beträgt. Wird dann ein Schnitt in der Richtung BC senkrecht zu den Flächen AB und CD gemacht und werden die Schnittflächen wieder mit Kanadabalsam zusammengekittet, so wird nach Zerlegung des einfallenden Strahles L der ordentliche, brechbarere Strahl stärker abgelenkt und trifft die Kittfläche, deren Brechungsindex viel höher ist, als derjenige des Kalkspathes, bereits unter so steilem Winkel, Das Nicol'sche Prisma.

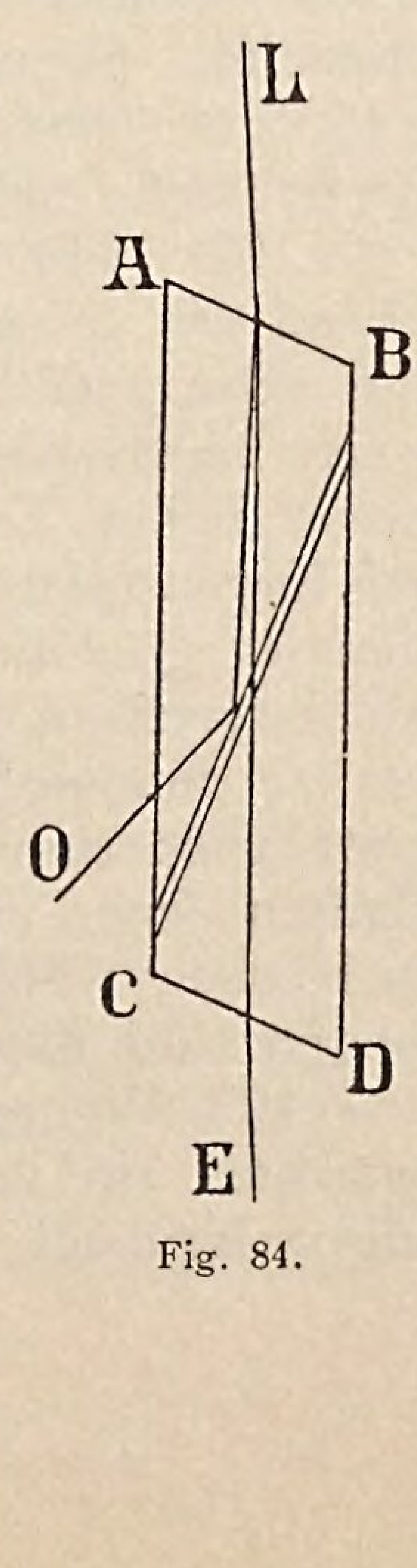


Fig. 84.

dass eine totale Reflexion desselben nach *O* eintritt. Der extraordinäre Strahl geht durch die Balsamschicht durch und tritt als völlig linear-polarisiertes Licht, senkrecht zur Zeichnungsebene schwingend, nach *E* hin aus. Da die Intensität des Lichtes bei der Zerlegung in zwei Strahlen halbiert wird, so hat der Strahl *E*, abgesehen von geringen, durch Reflexion und Absorption bedingten Verlusten, die halbe Intensität des einfallenden Strahles.

Zwei Nicol'sche Prismen.

191. Ein solches von Nicol angegebenes Prisma, auch kurz Nicol genannt, dient sonach ebenso, wie der schwarze Spiegel, der Plattensatz oder der Turmalin, nur vollständiger, wie diese wirkend, 1. zur Herstellung eines linear-polarisierten Lichtstrahles als Polarisator, und 2. als Analysator zur Erkennung polarisierten Lichtes. Denn wenn man einen bereits linear-polarisierten Strahl durch ein Nicol hindurchgehen lässt, so geht derselbe ungeschwächt hindurch, falls seine Polarisationsebene mit der des Nicols zusammentrifft. Dreht man jedoch das Nicol um den Strahl als Drehungsaxe, so nimmt seine Intensität ab (cosinus-Quadrat-Gesetz) bis sie zu Null wird, wenn die Polarisationsebenen einen rechten Winkel miteinander bilden. Bei vollständiger Umdrehung des Nicol um seine Längsrichtung erscheint somit zweimal ein Maximum, zweimal ein Minimum der Helligkeit. Letzteres wird zu Null, wenn das einfallende Licht vollständig polarisiert war. Geht sonach ein gewöhnlicher Lichtstrahl durch zwei hintereinander gestellte Nicols, so passiert er dieselben mit seiner halben anfänglichen Intensität, wenn sie parallel gestellt sind (Parallelstellung); er wird dagegen völlig ausgelöscht, wenn die Nicols »gekreuzt« sind.

Polarisationsapparat.

192. Die Kombination zweier polarisierender Vorrichtungen zu einem Apparate, also z. B. die Kombination eines schwarzen Spiegels mit einem Nicol, oder die Kombination zweier Nicols wird als Polarisationsapparat bezeichnet, und dessen beide Teile als Polarisator und Analysator. Schaltet man Krystallplatten zwischen beide Teile ein, so dass ein einfallender gewöhnlicher Lichtstrahl erst den Polarisator, dann den Krystall und darauf den Analysator passiert, so führt dies zu mannigfaltigen farbenprächtigen Erscheinungen, aus denen wiederum die optischen und damit auch andere Eigenschaften jener »im polarisierten Lichte analysierter Krystalle« erschlossen werden können. Die wichtigsten dieser Erscheinungen sind die folgenden.

Interferenzfarben dünner Blättchen im parallelen Lichte.

193. Wenn zwischen die beiden Nicols eines Polarisationsapparates ein von einem doppeltbrechenden, ein- oder zweiaxigen Krystall abgespaltenes dünnes Blättchen gelegt wird,

so erscheint das bisher farblose Gesichtsfeld im allgemeinen gefärbt. Die Lebhaftigkeit der Färbung ist ausser von bestimmten Dickendimensionen des Blättchens davon abhängig, dass die optischen Axen in die Spaltebene fallen. Besonders geeignet sind die natürlichen Spaltblättchen des Gypses. Die Farben erklären sich folgendermassen. Ein aus der Ferne kommender paralleler Lichtstrahl wird durch den Polarisator linear polarisiert. Beim Eintritt in den Krystall werden aus diesem einen Strahl zwei, sehr nahezu in derselben Richtung durchgehende, aber senkrecht gegeneinander schwingende Strahlen, welche sich gegenseitig nicht beeinflussen. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit für beide Strahlen ist verschieden und es bleibt der eine Lichtstrahl hinter dem andern in der Phase zurück. Beim Eintritt in den zweiten Nicol werden beide Schwingungen wieder auf dieselbe Schwingungsebene, nämlich die Polarisationsebene des letzteren zurückgeführt. Anders ausgedrückt: es treten nach Analogie der Kraftkomponenten die beiden Komponenten des Doppelstrahles in Bezug auf die Polarisationsebene des zweiten Nicols auf. Diese zwei in derselben Ebene vor sich gehenden Wellenzüge interferieren nun miteinander. Es wird also diejenige Farbe vernichtet, für welche der Phasenunterschied beider Strahlen eine halbe oder eine ungerade Anzahl von halben Wellenlängen beträgt und im Gesichtsfelde bleibt die Mischfarbe aus den übrigen, weniger geschwächten oder teilweise sogar verstärkten Farben übrig. Dreht man das vordere Nicol um 90°, so wird diejenige Farbe, welche vorhin ein Maximum der Intensität hatte, ausgelöscht und man sieht nun das Gesichtsfeld komplementär gefärbt. — Bei grösserer Dicke des Krystalles und dadurch bedingten grösseren Phasendifferenzen tritt eine Auslöschung für zwei oder mehrere Farben ein. Das übrigbleibende resultierende Licht wird dem weissen dann mehr und mehr ähnlich, aber im Spektroskop beobachtet, zeigt es entsprechend viele dunkle Streifen im Spektrum (Talbotsche Linien). Wendet man monochromatisches Licht an, so sind bei Drehung der Nicols natürlich keine Farbenunterschiede, sondern nur Intensitätsänderungen zu beobachten.

Interferenzfarben im divergenten polarisierten Lichte. Kalkspathringe.

194. Das durch den Polarisator hindurchgegangene parallelstrahlige Lichtbündel möge durch eine Linse annähernd in einen Punkt *p* vereinigt werden und diesen überschreitend und nun divergierend auf eine senkrecht zur krystallographischen Axe geschliffene Kalkspathplatte *SS* (Fig. 85) fallen. Einer der divergierenden Strahlen *m* trifft die Platte senkrecht, die übrigen wie *o*, *e*, *e*, *o* treffen sie unter Winkeln, die nach dem Rande der Platte zu immer mehr vom Lote abweichen. Alsdann werden nur in der Richtung *m* beide Strahlen, in die sich

jeder in den Krystall eintretende zerlegt, mit gleicher Geschwindigkeit durchgehen. Der Polarisator möge nun so gestellt sein, dass in der unteren Querschnittszeichnung (Fig. 85) *a b* die Schwingungsrichtung des in die Platte *S S* eintretenden Lichtes sei, der Analysator sei parallel gestellt. Dann wird in der Richtung *m* Licht durch alle drei Apparate, Polarisator, Krystall, Analysator hindurchgehen, welches in der Richtung *a b* schwingt. Ein Lichtstrahl, der von *p* ausgehend den Krystall in einem Punkte der Linie *a b* vor oder hinter *m* trifft, würde sich, wenn er ein natürlicher Lichtstrahl wäre, in einen ordentlichen längs *a b* schwingenden und einen ausserordentlichen längs *c d* schwingenden zerlegen. Da aber das auf den Krystall fallende Licht nur längs *a b* schwingt, so kommt für die längs *a b* einfallenden Strahlen nur der ordentliche zu stande, indem die Komponente für die extraordinäre Schwingungsrichtung *c d* verschwindet. Dieser ordentliche Lichtstrahl geht dann ungeschwächt durch den parallel gestellten Analysator. Lichtstrahlen die von *p* aus Punkte der Linie *c d* treffen, werden im Krystall nur als extraordinäre Strahlen fortgepflanzt, da diese hier in der Richtung *a b* schwingen. Die ordentlichen Strahlen kommen dagegen nicht zu stande, da ihre Schwingungsrichtung senkrecht zu *a b* stehen müsste. Man wird demnach, wenn man das divergent gemachte Licht durch eine weitere (an den Schwingungsrichtungen nichts ändernde) Linse sammelt und beobachtet, den Krystall in der Mitte und in den Richtungen *a b* und *c d* hell und zwar in der Farbe des einfallenden weissen Lichtes sehen. Zu Interferenzen ist für alle diejenigen Lichtstrahlen, die den Krystall auf den Linien *a b* und *c d* treffen, kein Grund, da sich diese Lichtstrahlen entweder nur als ordentliche (*a b*) oder als ausserordentliche (*c d*) Strahlen durch den Krystall fortpflanzen. Anders gestaltet es sich für

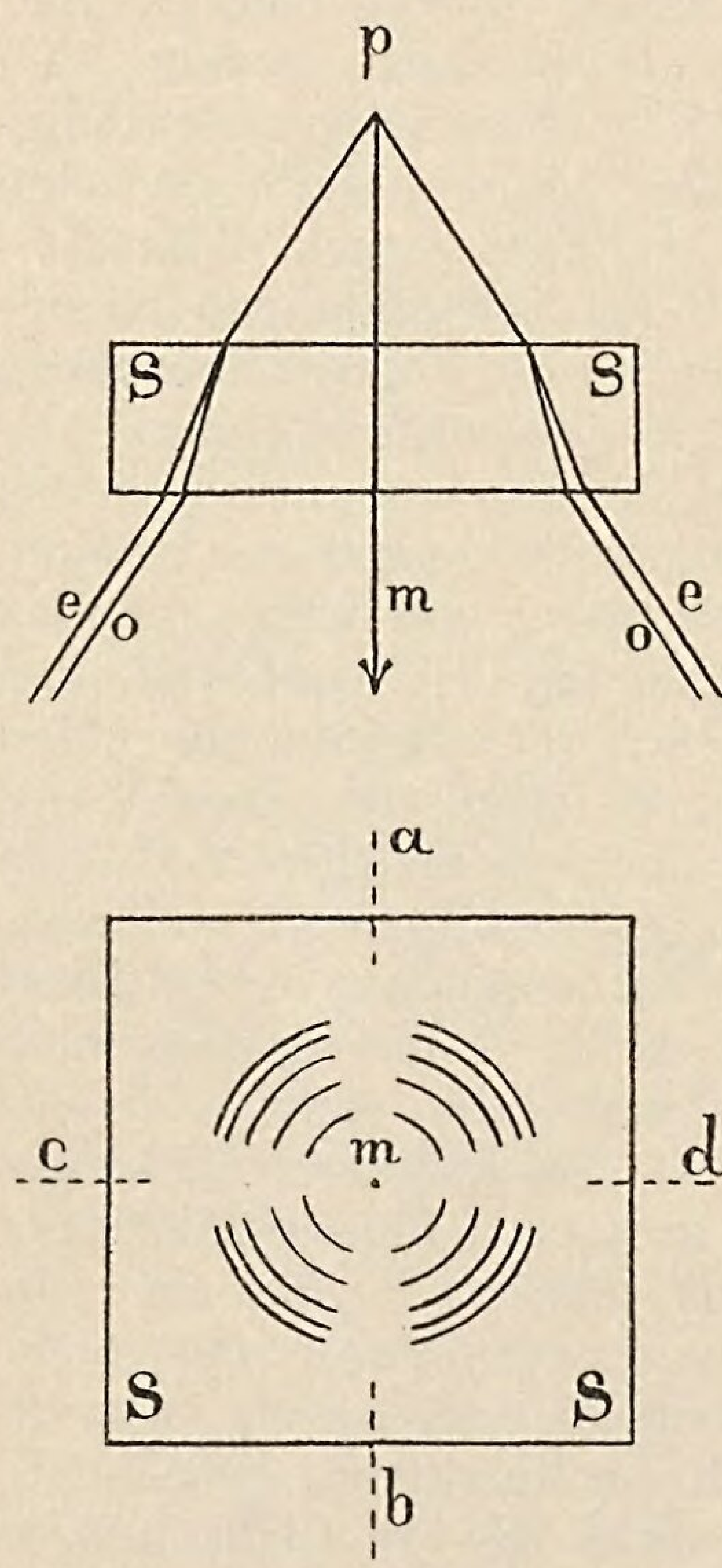


Fig. 85.

Strahlen, die den Krystall in Punkten der zwischen *a b* und *c d* liegenden Quadranten treffen. Hier kommen beide Komponenten *o* und *e* des einfallenden Lichtes zu stande, da die Schwingungsrichtung von *o* in der Richtung nach *m* zu und diejenige von *e* senkrecht zu letzterer stattfindet und keine der beiden Richtungen senkrecht zu der Schwingungsrichtung *a b* des einfallenden Lichtes steht. Die beiden Strahlen *o* und *e* werden im Analysator nun wieder auf dieselbe Schwingungsebene zurückgeführt und da sie im Krystall einen Phasenunterschied wegen ihrer verschiedenen Geschwindigkeit erlitten haben, so interferieren sie. Dieser Phasenunterschied hängt von der Wellenlänge, von der Dicke des Krystalles und von dem Neigungswinkel der divergenten Strahlen ab. Für alle Strahlen, die den Krystall auf konzentrischen Kreisen exklusive der Linien *a b* und *c d* treffen, muss also die nämliche Farbe ausgelöscht werden und als Rest des weissen Lichtes eine komplementäre Mischfarbe übrig bleiben.

Man sieht demnach, wenn ein senkrecht zur Axe geschliffener Kalkspath zwischen die parallelen Nicols oder die parallelen Turmaline eines Polarisationsapparates gestellt wird, ein System konzentrischer farbiger Ringe, welches von einem weissen Kreuze durchsetzt ist, dessen einer Arm die gemeinsame Polarisationsebene der Nicols angibt.

Werden die Nicols gekreuzt, so ergibt die nämliche Ueberlegung, dass jetzt sowohl die Mitte *m*, als auch die Richtungen *a b* und *c d* dunkel sind und dass in den Quadranten wiederum farbige Ringe auftreten.

Diese schönen, farbigen, von weissem bezw. schwarzem Kreuz durchsetzten Ringe kennzeichnen die optisch einaxigen Krystalle.

195. Schleift man aus einem optisch zweiaxigen Krystall eine Platte, welche senkrecht zu der gemeinsamen Ebene der beiden optischen Axen liegt, so lässt sich, wenn auch mit grösserem Aufwand von Rechnung, gleichfalls die Entstehung von farbigen Interferenzringen herleiten. Diese haben aber jetzt keine Kreisform, sondern sind Lemniskaten (∞förmige Kurven). Statt des die Ringe durchsetzenden Kreuzes erscheinen die beiden Aeste einer Hyperbel, deren Scheitelpunkte durch die Brennpunkte der konfokalen Lemniskaten gehen und die Lage der Axen markieren. Farbige Ringe in zweiaxigen Krystallen.

196. Gewisse Krystalle, deren Repräsentant der Quarz ist, und Lösungen gewisser Körper wie Zucker, Weinsäure, zeigen ein ganz besonderes Verhalten zum polarisierten Licht. Die hierher gehörigen Erscheinungen lassen sich zunächst so auffassen, als hätten die genannten Körper die Eigenschaft, Drehung der Polarisationsebene.

die Polarisationsebene des Lichtes während des Durchganges und nach Massgabe der Dicke der durchlaufenen Schicht zu drehen. Schleift man eine Quarzplatte senkrecht zur krystallographischen Axe und legt sie zwischen die gekreuzten Nicols so ercheint die Mitte des Gesichtsfeldes nicht wie beim entsprechend geschliffenen Kalkspath dunkel, sondern farbig. Die Farbe ändert sich, wenn die Nicols gegeneinander gedreht werden und wird komplementär nach einer Drehung um 90 Grad. Jeder bestimmten Dicke des Quarzes oder mehrerer aufeinander gelegter Quarze entspricht bei gekreuzten Nicols eine ganz bestimmte Farbe. Unter der ferneren Annahme (Biot), dass die Drehung der Polarisationsebene dem Quadrate der Wellenlänge des Lichtes umgekehrt proportional sei, dass also violettes Licht stärker als rotes gedreht werde, ergibt sich, dass bei gewisser Dicke des Quarzes beispielsweise das gelbe Licht mit seiner Schwingungsebene gerade um 90 Grad gedreht wird, während die andern Farben teils weniger, teils mehr gedreht sein werden. Ist nun der Analysator gekreuzt gegen den Polarisator, so wird jenes gelbe Licht ungeschwächt durch den Analysator gehen, während die andern Farben um so mehr geschwächt werden, je weiter sie vom Gelb entfernt sind. Daraus folgt, dass das ins Auge fallende Licht gelb ist. Hätte man den Analysator parallel gestellt, so würde das gelbe Licht ausgelöscht sein und als Rest die zum Gelb komplementäre sog. Uebergangsfarbe (zwischen Rot und Violett) übrig geblieben sein. Vermehrt man bei dieser Stellung die Dicke des Quarzes, indem man etwa eine zweite Quarzplatte einschiebt, so würde man, um wieder die nämliche Farbenerscheinung wie vorhin zu haben, den Analysator genau um so viel drehen müssen, als der Drehung des eingeschobenen Quarzes entspricht, und zwar seiner Drehung für gelbes Licht. Die beispielsweise genannte Uebergangsfarbe, welche bei geringer Hin- und Rückdrehung des Quarzes leicht erkennbar in Rot oder Blau umschlägt, eignet sich besonders gut dazu, als Kriterium einer bestimmten Färbung, d. h. also einer bestimmten Lage der durch den Quarz gedrehten Polarisationsebene des weissen Lichtes gegenüber der Stellung des Analysators zu dienen. Schaltet man z. B. als zweite Quarzplatte eine solche von 1 mm Dicke ein, so muss man den Analysator um 21 Grad drehen, um wieder dieselbe Farbe zu sehen, wie ohne diesen zweiten Quarz. Die Drehung des der Linie *G* entsprechenden Lichtes ist doppelt so gross. Einige Quarze erfordern eine Rechtsdrehung (vom Auge des Beobachters aus im Sinne des Uhrzeigers); dies sind rechtsdrehende Krystalle. Andere Quarze sind linksdrehend. Bei beiden ist die Grösse der Drehung in

gleicher und unveränderlicher Weise von der Dicke der Krystallplatte abhängig.

197. Bei Lösungen von organischen Substanzen hängt die Grösse der Drehung ausser von der Dicke der durchlaufenen Schicht, von dem Prozentgehalte der Lösung ab. Sie ist diesem letzteren genau proportional. Daher kann umgekehrt aus der Grösse der Drehung der Polarisationsebene auf den Prozentgehalt geschlossen werden, wenn für eine gewisse Normallösung der betreffenden Substanz der Drehungswinkel bekannt ist. Die hierauf beruhenden Apparate, Polaristrobometer, haben eine weit verbreitete Anwendung, insbesondere zur quantitativen Analyse von Zuckerlösungen erhalten. Die Flüssigkeit wird in einem mit zwei planparallelen Glasplatten an beiden Enden abgeschlossenen Rohre bestimmter Länge zwischen die dem Polarisator anliegende Quarzplatte und den Analysator gebracht. Wegen der im Vergleiche zu Quarzplatten geringen Drehung von Lösungen und der Schwierigkeit, sehr lange Röhren mit entsprechend klarer Flüssigkeit zu füllen, muss für die Zwecke der Analyse auf eine möglichst genaue Messung der Drehung Bedacht genommen werden. Zu diesem Behufe kann man die am Polarisator liegende, farbengebende Platte aus zwei halbkreisförmig geschnittenen, nebeneinander liegenden Quarzen und zwar einem rechts- und einem linksdrehenden gleicher Dicke ersetzen. Die symmetrische Einstellung des Analysators lässt dann beide Hälften des Gesichtsfeldes in gleicher Farbe erscheinen. Nachdem die drehende Substanz eingeschoben ist, wird alsdann der Analysator gedreht, bis wieder beide Hälften des Gesichtsfeldes genau gleich gefärbt sind. Noch schärfer werden die Messungen, wenn man einfarbiges Licht anwendet und nun statt der Farbenbeobachtung das Kriterium gleicher Helligkeiten benutzt. Polaristrobometer.

198. Die im vorstehenden beschriebenen Erscheinungen können als unmittelbare Konsequenz der Annahme gedeutet werden, dass eine Quarzplatte die Schwingungsebene eines einfallenden, linear-polarisierten Strahles beim Durchgange kontinuierlich und entsprechend der Dicke dreht und den gedrehten Lichtstrahl wieder als linear-polarisierten austreten lässt. Um dieses Drehungsvermögen selber weiter zu erklären, nimmt man an, dass der in den Quarz eintretende linear-polarisierte Strahl sich in zwei zirkular-polarisierte Strahlen, einen rechts- und einen links-zirkular-polarisierten zerlegt. Ein solcher Ersatz ist nämlich für jeden linear-polarisierten Strahl zulässig und umgekehrt können zwei entgegengesetzt zirkular-polarisierte Strahlen jederzeit durch einen linear-polarisierten ersetzt werden. Wenn man dann weiter dem Quarz die Eigenschaft gibt, dass Weitere Erklärung der Drehung.

er die beiden zirkular-polarisierten Strahlen mit ungleicher Geschwindigkeit fortpflanzt, so erklärt sich hieraus die Drehung der Polarisationsebene.

Die Umwandlung der Lichtenergie.

199. Lichtstrahlen sind als ein Transport von Energie zu betrachten. Solange dieselben im Vakuum, also dem nur mit Lichtäther gefüllten Raume, fortgepflanzt werden, ist ein merklicher Verlust der Energie bisher nicht nachgewiesen. Beim Durchgang durch oder beim Eindringen in Räume, die mit Materie gefüllt sind, treten Umwandlungen der Energie ein. Umwandlung in mechanische Energie wird beobachtet beim Radiometer (Lichtmühle). Die Schwächung des Lichtes durch Absorption ist als Umwandlung der Lichtenergie in Wärme zu betrachten. Auch in elektrische Energie setzt sich das Licht um, wenn wir z. B. beobachten, dass ein negativ geladener, elektrischer Körper entladen wird, sobald violette und ultraviolette Lichtstrahlen auf ihn fallen. In chemische Energie wird das Licht verwandelt bei den Prozessen der Photographie und bei anderen, durch Licht eingeleiteten und unterhaltenen chemischen Zersetzungen und Verbindungen, z. B. der Chlorophyllbildung oder der Vereinigung von Chlor und Wasserstoff. Die Quantität der chemischen Wirkungen ist im wesentlichen dem Produkte aus der Intensität des auffallenden Lichtes und der Zeitdauer proportional. Mitunter kann durch die primären chemischen Wirkungen des Lichtes sekundär wieder Licht von anderer Natur als das ursprüngliche erzeugt werden, wie bei gewissen Erscheinungen der Phosphorescenz zu beobachten ist. Aber auch eine direkte Umwandlung des geeignete Körper treffenden Lichtes in Licht von anderer Wellenlänge ist möglich. Hierher gehören die Erscheinungen der Fluorescenz oder allgemeiner diejenigen der Luminiscenz (E. Wiedemann).

Umwandlung in mechanische, elektrische, chemische Energie. Phosphoreszenz und Luminiszenz.

Siebentes Kapitel.

Wärme.

Allgemeines.

Beziehung der Wärme zur übrigen Physik.

200. Die Wärmelehre nimmt aus zwei Gründen eine bevorzugte Stellung in der Physik ein. Einmal nämlich hängen die verschiedensten, auf andern Gebieten zu betrachtenden Eigenschaften der Körper, wie spezifisches Gewicht, Löslichkeit, Elastizität, Brechungsvermögen, Lichtemission, elektrische Leitungsfähigkeit u. a. von der Temperatur ab. Zweitens geht bei allen Bewegungsvorgängen und Energieumwandlungen mindestens immer ein Teil der Energie in Wärme über.

Wärme und Temperatur.

201. Zwischen den Begriffen der Temperatur und Wärme ist wohl zu unterscheiden. Die Wärme ist ein voraussichtlich auf molekularen Bewegungen der Körper beruhender, den Körpern innewohnender Arbeitsvorrat, sie kann daher auch gemessen werden durch die Einheit der mechanischen Arbeit. Die Wärme kann im allgemeinen von selbst von einem Körper auf einen zweiten übergehen bei Berührung beider oder durch Strahlung. Sie kann aber nicht von selbst von dem zweiten Körper auf den ersten zurückgehen. Der hier zwischen den beiden Körpern gemachte Unterschied wird dadurch bezeichnet, dass man sagt, der erstere Körper sei von höherer Temperatur, der zweite von niedrigerer Temperatur. Zwei Körper haben demnach die gleiche Temperatur, wenn kein Wärmeaustausch zwischen ihnen stattfindet, sobald sie in Berührung kommen. Beim Uebergang der Wärme von einem Körper zu einem zweiten nimmt die Temperatur des ersteren ab, die des zweiten zu.

Die Ausdehnung durch die Wärme und die Temperaturmessung.

Ausdehnung durch Wärme.

202. Nimmt ein Körper Wärme auf, so wächst in der Regel sein Volumen, was man sich aus der hierbei vergrösserten Bewegungsquantität und der lebendigen Kraft und dem dadurch vergrösserten Abstande der einzelnen Moleküle erklären mag. Nur wenige Abweichungen von dieser Regel kommen vor. So nimmt das Volumen des eben geschmolzenen Eises bei weiterer Wärmezufuhr zunächst ganz wenig ab, um aber bald (von 4^0 C. an) der allgemeinen Regel zu folgen.

Ausnahmestellung des Wassers.

Da die Wärmezufuhr gleichzeitig mit der Volumvergrösserung eine Temperaturerhöhung bewirkt und da bei Wiederabgabe des aufgenommenen Wärmequantums das ursprüngliche Volumen und die ursprüngliche Temperatur wieder eintritt, so kann die mit grosser Genauigkeit messbare Volumenvergrösserung als Mass der Temperaturerhöhung benützt werden. Besonders eignen sich hierzu Flüssigkeiten, da ihre Ausdehnung nicht bloss eine bedeutendere ist, als die der festen Körper, sondern auch leichter messbar ist, wenn man sie in gläserne, an kapillare Röhren geblasene Hohlkugeln bringt. Die Flüssigkeit steigt dann in dem Kapillarrohre bei zunehmender Temperatur und an einer mit dem Rohre festverbundenen Skala kann das Ende der Flüssigkeitssäule abgelesen werden. Jedem Skalenstriche dieses Thermometers (Drebbel 1638) entspricht dann eine bestimmte Temperatur.

Temperaturgrade.

203. Die Academia del Cimento stellte solche Thermometer aus Alkohol her, nahm als tiefsten Punkt der Skala die Stellung des Flüssigkeitsfadens in der sehr konstanten Kellertemperatur, als höchsten die der Temperatur des menschlichen Körpers entsprechende Stellung und teilte das Intervall auf der Glasröhre in eine willkürliche Anzahl von unter sich gleich grossen Abschnitten, sogenannten Temperatur-Graden. Von der grossen Zahl derartiger Temperaturskalen haben sich bis jetzt erhalten und kommen in Betracht: 1. Die Fahrenheit'sche Skala. Als unterster Fixpunkt diente die Temperatur eines Gemisches von Schnee, Kochsalz und Salmiak, das Intervall von hier bis zur Temperatur des schmelzenden Eises wurde in 32 Grade und das weitere Intervall von dort bis zur Temperatur des siedenden Wassers in 180 Grade eingeteilt. Réaumur teilte das Intervall vom Schmelzpunkt bis zum Siedepunkt in 80 Grade, Celsius dasselbe in 100 Grade. Letztere Einteilung ist die zu wissenschaftlichen Arbeiten meist benutzte. Keineswegs gleichgültig ist für die Definition der Temperaturen die Art der Flüssigkeit.

Quecksilber-Thermometer.

Unter Zugrundelegung des Quecksilbers wird die Temperatur nach Graden Celsius oder Centesimalgraden definiert und an einem Thermometer abgelesen, dessen Faden in der Temperatur des schmelzenden Eises auf Null und in der normalen Temperatur des siedenden Wassers auf dem Skalenteil 100 steht, und dessen Rohr überall die gleiche Weite hat. Hiernach sind

$$n^0 \text{ Celsius} = \frac{4}{5} \cdot n^0 \text{ Réaumur} = \left(\frac{9}{5} \cdot n + 32\right)^0 \text{ Fahrenheit.}$$

Alkohol-Thermometer.

204. Hätte man an Stelle des Quecksilbers eine andere Flüssigkeit genommen, z. B. Alkohol, so würde eine Einteilung in lauter gleiche Skalenteile eine wesentlich andere Temperatur-

skala ergeben. Denn während sich, der Definition entsprechend, das Volumen des Quecksilbers von 0^0 C. bis 10^0 C. um ebensoviel vermehrt wie von 10^0 C. bis 20^0 C., wächst das Volumen des Alkohols in dem zweiten Intervall bedeutend mehr als in dem ersten. Will man demnach bei Alkoholthermometern Temperaturen ablesen, die den durch das Quecksilberthermometer definierten entsprechen, so müssen die Skalenteile des Thermometers nach oben zu immer grösser werden. Die Skala von Alkoholthermometern wird daher erst durch Vergleichung mit Quecksilberthermometern gewonnen.

205. Die Längenausdehnung fester Körper ist eine so geringe, dass dieselbe ohne weitere Hilfsmittel nicht zur Temperaturmessung benutzt werden kann. Man kann aber durch Hebel oder Radübertragung die kleinen Längenänderungen eines Stabes vergrössert zur Darstellung bringen. Zur Messung sehr hoher Temperaturen, denen Glasthermometer nicht mehr ausgesetzt werden können, verwendet man in der That Stäbe aus schwer schmelzbarem Metall, deren eines Ende eine feste Gegenlage hat, während das andere auf den kurzen Arm eines Hebels wirkt (Pyrometer). Durch Breguet's Kunstgriff lassen sich auch kleine Temperaturänderungen an Metallstreifen sichtbar machen, indem zwei Metallbänder mit verschieden starker Ausdehnung mit der Flachseite aufeinander gelötet werden. Bei zunehmender Temperatur bewirkt die stärkere Ausdehnung des einen Metalles eine Krümmung des Streifens. Diese kann an einer Skala abgelesen werden, für deren Einteilung nach Celsius-Graden übrigens dieselben Bemerkungen wie für Alkoholthermometer gelten. Metall-Thermometer.

206. Bei den Quecksilberthermometern wird der Stand des Quecksilbers nicht allein durch die Ausdehnung des letzteren bedingt, sondern gleichzeitig auch durch die Ausdehnung des Glases. Diese würde für sich allein vielmehr ein Sinken der Quecksilbersäule bei zunehmender Temperatur bewirken. Wegen der bedeutend stärkeren Volumvergrösserung des Quecksilbers kommt aber doch ein Steigen der Flüssigkeit zu stande. Die beobachtete Ausdehnung derselben ist also nicht die wahre, sondern nur der Ueberschuss der Quecksilberausdehnung über die Glasausdehnung. Man beobachtet sonach die scheinbare Ausdehnung des Quecksilbers im Glase und begründet auf diesen zusammengesetzten Vorgang die oben angegebene Definition der Temperaturskala. Ausser dem in immer gleichmässiger Reinheit erhältlichen Quecksilber müsste daher streng genommen auch immer die gleiche Glassorte in Anwendung kommen. Wiewohl in dieser Hinsicht verschiedene Glassorten kaum merkliche Unterschiede ergaben, Wahre und scheinbare Ausdehnung des Quecksilbers.

so liegt hierin doch ein theoretischer Mangel der Temperaturdefinition.

Ausdehnung der Gase.

207. Mit grösserer Vollkommenheit beseitigt man diesen Uebelstand durch das Luftthermometer. Die Ausdehnung der Luft ist noch wieder etwa zwanzigmal grösser als die des Quecksilbers, so dass die gleichzeitige geringe Ausdehnung des Glases nur noch verschwindenden Einfluss auf die Temperaturdefinition hat. Ausserdem verhalten sich alle Gase bezüglich ihrer Ausdehnung genau so wie Luft. Es kommt daher dem Luftthermometer und der durch dasselbe gegebenen Temperaturdefinition ein universellerer Charakter zu. Schliesslich ist es ein wesentlicher Vorzug desselben, sowohl bei sehr niedrigen, als auch bei sehr hohen Temperaturen, bei denen Quecksilber schon friert oder verdampft, angewendet werden zu können. Uebrigens ist der Unterschied der durch Quecksilber- und Luftausdehnung definierten Temperaturen in dem Intervall 0°—100° sehr gering. Er ist für die beiden Fixpunkte natürlich Null und erreicht in der Nähe von 50° ein Maximum von 0,2°. Die Anwendung des Luftthermometers ist wegen der schwierigeren, vom äusseren Atmosphärendruck beeinflussten Absperrung eines bestimmten Luftquantums umständlicher und erfordert zunächst folgende Ueberlegung.

Boyle-Gay-Lussac'sches Gesetz.

208. In Fig. 86 sei ein Quantum trockener Luft durch einen Quecksilbertropfen abgesperrt. Bei einem normalen Barometerstand $b_0 = 760$ mm möge der Tropfen bei A stehen, wenn die Temperatur 0 Grad beträgt. Das Volumen der Luft sei V_0. In der Temperatur des siedenden Wassers vergrössert sich das Volumen um einen gewissen Bruchteil von V_0, etwa $100\,\alpha \times V_0$ ($100\,\alpha$ ist ungefähr $= 1/3$). Dann wird, wenn man die Definition der Gradeinteilung auf Luft begründet, offenbar für jeden Grad ein Volumzuwachs von $\alpha\, V_0$ eintreten. Bei der Temperatur t^0 rückt der Tropfen bis B und das Volumen V_1 ist jetzt $= V_0 + t\,.\,\alpha\,.\,V_0$ oder $V_1 = V_0\,(1 + \alpha\, t)$. Nunmehr möge bei unveränderter Temperatur t der äussere Luftdruck beispielsweise abnehmen von b_0 auf b. Dann tritt eine weitere

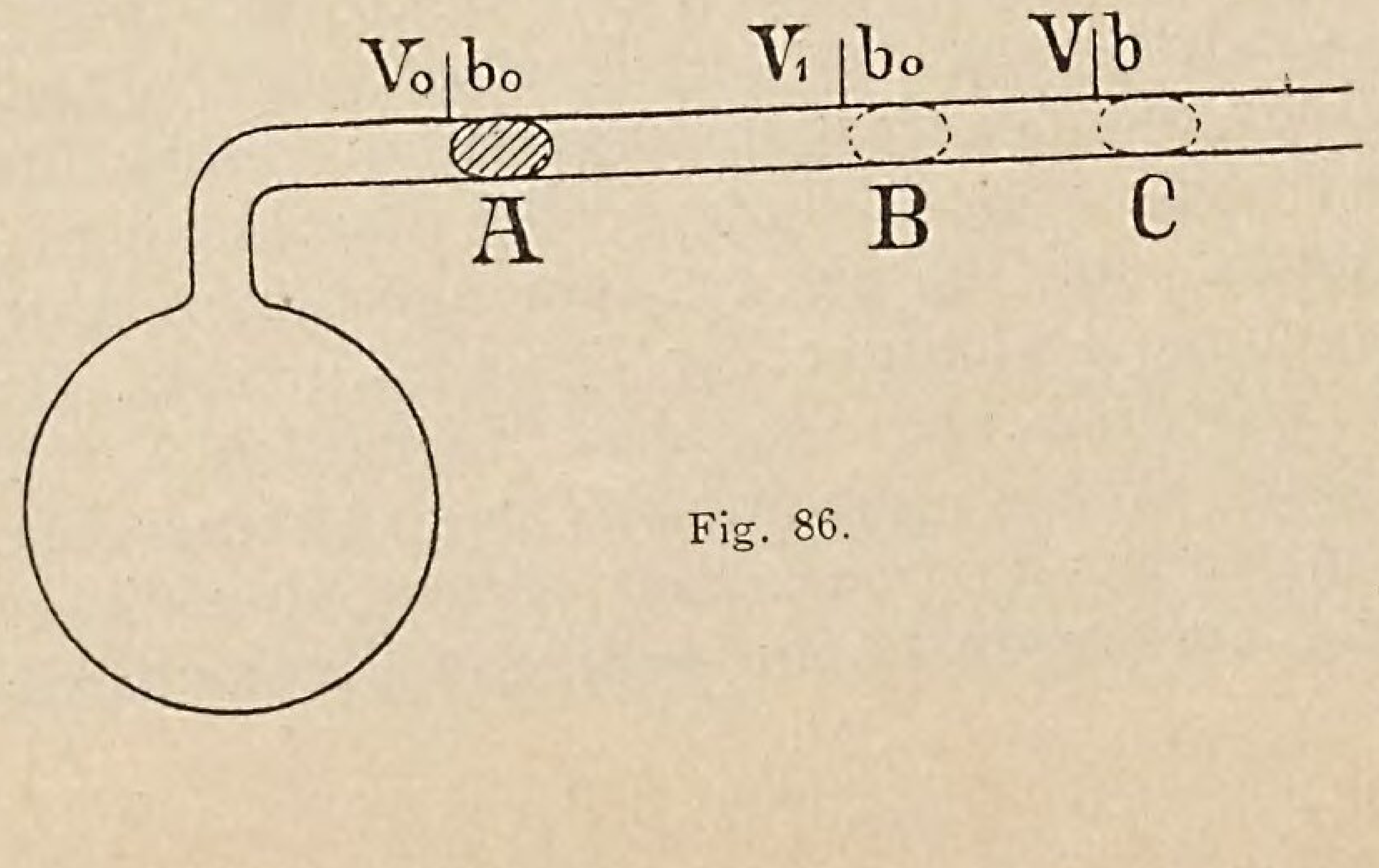


Fig. 86.

Volumvermehrung der abgesperrten Luft bis C ein. Ihr Volumen werde V. Nach dem Boyle'schen Gesetze muss dann $V_1 : V = b : b_0$ sein oder $V_1 = \frac{V.b}{b_0}$, demnach wird $\frac{V.b}{b_0} = V_0 (1 + \alpha t)$

$$\text{oder } V.b = V_0 b_0 (1 + \alpha t).$$

Diese sogenannte Zustandsgleichung eines Gases, welche dadurch hergeleitet ist, dass die Temperaturdefinition (Einteilung eines Volumzuwachses in lauter gleiche Teile) mit dem Boyle'schen Gesetz kombiniert wurde, drückt das Boyle-Gay-Lussac'sche Gesetz aus. Die Bedeutung desselben liegt darin, dass es die drei Grössen V, b, t Volumen, Druck, Temperatur einer abgesperrten Gasmasse in Abhängigkeit von einander bringt, derart, dass, wenn zwei der Grössen gegeben sind, die dritte mit bestimmt wird. Die in der Boyle-Gay-Lussac'schen Formel liegende Beziehung, dass das Volumen eines Gases bei konstantem Druck für jeden Temperaturgrad um den gleichen Bruchteil α des Volumens bei 0 Grad wachse, ist nicht als eigentliches Gesetz oder als neue Thatsache, sondern lediglich als der Ausdruck der für die Temperaturgrade gewählten Definition zu betrachten.

209. In der Form der Fig. 86 ist das Luftthermometer für wirkliche Messungen nicht geeignet. Man benutzt dazu einen von Jolly angegebenen Apparat, dessen wesentliche Vorzüge in dem modifizierten Apparat Fig. 87 enthalten sind. Trockene Luft ist in einem Glasballon vom Volumen V eingeschlossen, von dem ein sehr enges Rohr bis A führt. Die abschliessende Quecksilbersäule wird bei jeder Einstellung durch passende, aus der Fig. 87 ersichtliche Niveauregulierung in B und C bis an eine Marke bei A nahezu bis zum Beginn des kapillaren Rohres getrieben. Man liest kathetometrisch oder an einer Skala den Höhenunterschied h zwischen A und B ab, so dass man durch die Differenz $b—h$ (b = herrschender Barometerstand) den Druck p gewinnt, unter dem die abgesperrte Luft steht. Stellt man nun bei verschiedenen Temperaturen, Das Luftthermometer.

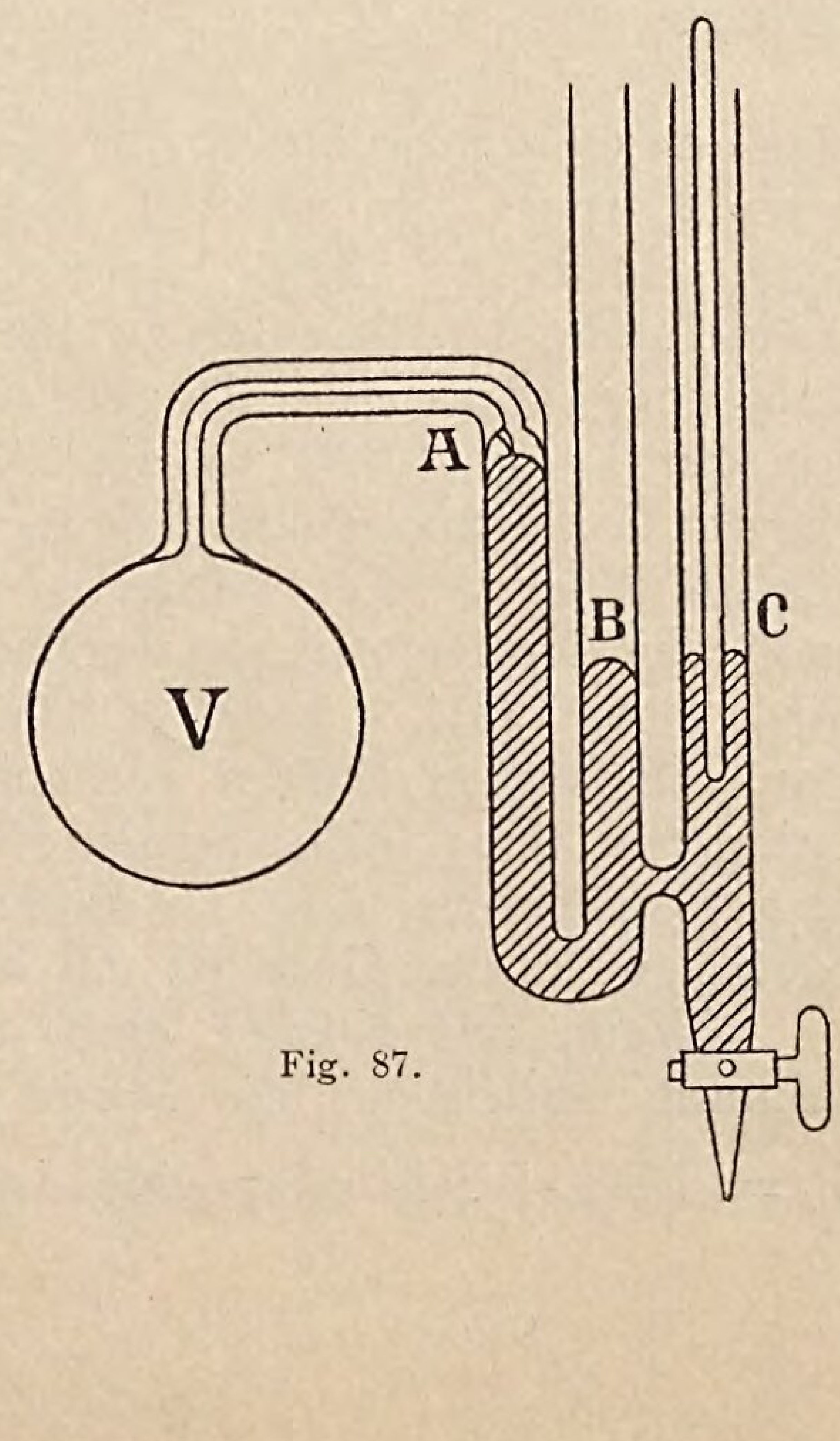


Fig. 87.

denen der Kolben ausgesetzt wird, immer auf gleiches Volumen V, also immer bis zur Marke bei A ein, so muss dazu der Druck p, also die Höhe h, geändert werden. Es sei der Kolben in schmelzendes Eis eingepackt. Der zugehörige Druck sei p_0. Man bringe den Kolben über siedendes Wasser. Der jetzt erforderliche (grössere) Druck p (kleinere oder event. negative Höhe h) sei p_{100}. Dann ist, wenn wir das b in der Formel des vorigen § 208, durch p ersetzen

$$V \cdot p_{100} = V p_0 \,(1 + \alpha \,.\, 100),$$

woraus, da V auf beiden Seiten das gleiche ist,

$$100\,\alpha = \frac{p_{100}}{p_0} - 1$$

folgt. Durch diesen Versuch findet man also zunächst α, den Ausdehnungskoeffizienten der Luft. Diese wichtige Konstante $\alpha = 0{,}00367$ kann als ein für allemal ermittelt gelten.

Man bringe nun den Kolben in einen Raum, dessen Temperatur t bestimmt werden soll. Dazu wird etwa der Druck p erforderlich sein. Dann hat man analog

$$t \,.\, \alpha = \frac{p}{p_0} - 1 \quad \text{oder} \quad t = \frac{p - p_0}{p_0\,\alpha},$$

so dass durch die Beobachtung der beiden Drucke p_0 und p die Temperatur des Kolbens gefunden wird. Die Aenderung des Volumens V durch Glasausdehnung ist in dieser Formel nicht berücksichtigt. Der Nenner würde noch um pk zu verkleinern sein, wo k die Ausdehnung des Glases ist.

Linearer und kubischer Ausdehnungskoeffizient.

210. Unter dem Ausdehnungskoeffizienten versteht man denjenigen Bruchteil, der bei 0 Grad gemessenen Dimension eines Körpers, um welchen eine Vergrösserung von Grad zu Grad stattfindet. Man hat zwischen linearen und kubischen Ausdehnungskoeffizienten zu unterscheiden. Angenommen, ein stabförmiger Körper verlängere sich bei 1^0 Temperaturerhöhung von der Länge 1,000 auf die Länge 1,001. Dann ist 0,001 der lineare Ausdehnungskoeffizient. Ein aus demselben Material geschnittener Würfel würde bei derselben Temperaturerhöhung nach allen drei Richtungen wachsen. Sein Volumen $1 \times 1 \times 1 = 1$ wird also $1{,}001 \times 1{,}001 \times 1{,}001 = 1{,}003003001$ oder, wenn man die letzten Stellen vernachlässigt, $= 1{,}003$. Der jetzige kubische Ausdehnungskoeffizient ist also $= 0{,}003$, d. h. das Dreifache des linearen. Der obige Ausdehnungskoeffizient α der Gase ist ein kubischer.

Wenn alle Körper eine den Gasen proportionale Ausdehnung aufwiesen, so würde für jeden eine Volumformel $V_t = V_o (1 + x\,t)$ oder eine Längenformel $L_t = L_o (1 + \frac{x}{3} t)$

gelten, worin das x nun von Körper zu Körper verschieden ist. Allein, wie schon oben bemerkt, haben nur die Gase eine nicht bloss untereinander proportionale, sondern auch die gleiche absolute Ausdehnung, d. h. denselben Ausdehnungskoeffizienten. Die Ausdehnung anderer Körper, des Quecksilbers, des Alkohols u. s. w. und der festen Körper wird daher durch eine kompliziertere Formel mit mehreren Ausdehnungskonstanten dargestellt, welche man nach Potenzen von t, d. h. der durch das Luftthermometer definierten Temperatur ordnet,

$$V_t = V_o(1 + a t + b t^2 + \dots)$$

oder $$L_t = L_o(1 + \frac{a}{3} t + \frac{b}{3} t^2 + \dots).$$

Die folgende Tabelle zeigt die grosse Verschiedenheit in der Grösse der kubischen Ausdehnungkoeffizienten (die Schreibweise z. B. $0{,}0_2367$ bedeutet 0,00367, indem der untere Index 2 die Zahl der Nullen hinter dem Komma ergibt)

	a	b
Gase	$0{,}0_2367$	0
Alkohol (absoluter) .	$0{,}0_2102$	$0{,}0_531$
Quecksilber	$0{,}0_3182$	$0{,}0_848$
Blei	$0{,}0_4849$	$0{,}0_636$
Kupfer	$0{,}0_4480$	$0{,}0_730$
Glas	$0{,}0_428$	$0{,}0_724$

211. Die Ermittelung der Ausdehnungskoeffizienten fester Körper geschieht, indem man die Längen der aus ihnen geschnittenen Stäbe bei verschiedenen nach dem Quecksilberthermometer gemessenen und auf das Luftthermometer reduzierten Temperaturen mittelst der Methoden der Längenmessung bestimmt. Flüssige Körper schliesst man in thermometerähnliche Glasgefässe ein, deren Volumen und Rohrweite zuvor durch Auswägen von Quecksilber bestimmt wird. Man findet die scheinbare Ausdehnung im Glase und addiert dazu die zuvor berechnete kubische Ausdehnung des Glases, wodurch die wahre Ausdehnung der Flüssigkeit gefunden wird. Direkt wird nach Regnaults Methode die wahre Ausdehnung der Flüssigkeiten, speziell des Quecksilbers, gefunden, indem man zwei etwa $^1/_2$ m lange, unten kommunizierende vertikale Glasröhren mit Quecksilber gefüllt, nebeneinander stellt. Das obere Niveau ist in beiden Röhren gleich hoch, wenn die Temperatur in beiden Schenkeln dieselbe ist. Umgibt man beide Schenkel mit je einem weiten Rohre, in welches Wasser verschiedener Temperatur gebracht wird, so wird die Flüssigkeitshöhe des einen Rohres h, die des andern $h + \delta$. An der unteren Kommunikationsstelle ist der von beiden Seiten gleiche hydro-

Methode zur Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten.

statische Druck einerseits $h.s$ und andererseits $(h+\delta)s_1$, wenn s und s_1 die spez. Gewichte des Quecksilbers in beiden Schenkeln sind. Diese verhalten sich aber umgekehrt wie die Volumina V und V_1 bei den beiden vorhandenen Temperaturen. Man erhält daher $V : V_1 = h : (h+\delta)$. Die ganze Quecksilberhöhe h und die Differenz der Niveaux δ ist mit Schärfe messbar.

Reduktion auf Normal-Volumen.

212. Das Volumen eines abgesperrten Gasquantums ist abhängig von Druck und Temperatur. Es ist häufig, insbesondere bei quantitativen chemischen Analysen erforderlich, dasjenige Volumen — das Normalvolumen — auszurechnen, welches dieses Gasquantum bei dem normalen Atmosphärendruck und der Temperatur 0^0 haben würde. Dies geschieht mittelst der Boyle-Gay-Lussac'schen Formel. Ist V das beobachtete Volumen beim Druck b und der Temperatur t, so ist das gesuchte Normalvolumen V_0

$$V_0 = V \frac{b}{76} \frac{1}{1+\alpha t},$$

worin der Druck, unter dem das Gas steht, nach Quecksilberdruck in cm zu messen ist.

Absolute Temperatur.

213. In der Boyle-Gay-Lussac'schen Formel $VP = V_0 P_0 (1+\alpha t)$ hat α den Wert $0{,}00367 = \frac{1}{273}$. Kühlt man nun ein Gas unter Null Grad immer mehr ab, so wird für $t = -273$ $\alpha . t = -1$ und $1 + \alpha t = 0$. Die linke Seite VP muss daher auch gleich Null werden, d. h. es muss entweder V oder P gleich Null sein. Lässt man hierbei das abgekühlte Gas unter dem Druck der Atmosphäre, so tritt unter Verkleinerung des Volumens, schon bevor die Temperatur -273 Grad erreicht ist, eine Kondensation des Gases zu einer Flüssigkeit ein und die Anwendbarkeit der Formel hört auf. Lässt man dagegen das Volumen des Gases unverändert, so nimmt der Druck P mehr und mehr ab, bis er bei $t = -273$ gleich Null wird. Diese tiefe Temperatur, der das Experiment übrigens nur bis auf etwa -200 Grad folgen kann, heisst der absolute Nullpunkt. Rechnet man die Centesimalgrade von diesem Punkte aus und bezeichnet sie mit T (absolute Temperaturen), so ist $T = 273 + t$ und $\alpha T = 1 + \alpha t$. Die Boyle-Gay-Lussac'sche Formel wird daher $VP = V_0 P_0 . \alpha T$ und kann, da V_0, P_0, α konstante Grössen sind, so ausgesprochen werden:

Für ein und dasselbe Gasquantum verhalten sich, bei konstantem $\frac{\text{Volumen}}{\text{Druck}}$ die zugehörigen $\frac{\text{Drucke}}{\text{Volumina}}$ wie die absoluten Temperaturen.

214. Eine tiefer gehende Erklärung für das Verhalten der Gase in Bezug auf Volumen, Druck und Temperatur gibt die von Clausius und Krönig entworfene, von O. E. Meyer ausgebaute kinetische Theorie der Gase. Hiernach sind die einzelnen Gasmoleküle in unausgesetzter schneller geradliniger Bewegung begriffen, deren Richtung sie ändern bei Zusammenstoss mit andern Molekülen oder mit den Wänden des einschliessenden Gefässes. Der Wanddruck hängt von der Zahl der auftreffenden Moleküle ab und nimmt mit Verkleinerung des Volumens zu. Die Temperatur hängt von der Geschwindigkeit der Moleküle ab und nimmt mit dem Quadrate derselben zu, wodurch der Druck gleichzeitig wächst. Kinetische Theorie der Gase.

Die Aenderung des Aggregatzustandes.

215. Durch Erhöhung der Temperatur, also durch Zuführung von Wärme, gehen feste Körper in den flüssigen, flüssige in den gas- oder dampfförmigen Aggregatzustand über. Die als Schmelzen und Sieden bezeichneten Uebergänge sind für jeden Körper an eine bestimmte Kombination von Temperatur und Druck gebunden. Im Falle der letztere gleich dem normalen Atmosphärendruck ist, werden jene Uebergangstemperaturen schlechtweg die Temperatur des Schmelzpunktes bezw. des Siedepunktes genannt. Schmelz- und Siedepunkt.

Erreicht ein Körper bei kontinuierlicher Wärmezufuhr seinen Schmelzpunkt, so hört der Temperaturanstieg auf, die zugeführte Wärme wird verbraucht lediglich zur Umwandlung in den flüssigen Zustand (Latentwerden der Wärme) und erst, wenn die letztere vollständig erfolgt ist, beginnt die Temperatur weiter zu steigen. Analog verhält es sich beim Siedepunkt und analog auch bei den umgekehrten, durch kontinuierliche Wärmeentziehung bewirkten Uebergängen. Während der Uebergang in den gasförmigen Zustand, insbesondere durch die bedeutende Volumvermehrung, durchweg scharf markiert zu beobachten ist, ist der Schmelzpunkt nicht bei allen Körpern mit derselben Schärfe erkennbar. Denn viele Körper, wie z. B. Wachs, werden schon beträchtlich unterhalb der Schmelztemperatur weich und sind oberhalb des Schmelzpunktes zähflüssig. Bei vielen Körpern, wie z. B. dem Eise und Wasser, vollzieht sich der Uebergang bei scharf begrenzter Temperatur. Ein Gemisch von Eis und Wasser bei durchweg gleicher Temperatur (0^0) ist andauernd möglich.

216. Die Temperatur des Schmelzpunktes erfährt eine geringe Verschiebung durch Aenderung des äusseren Druckes, unter dem das Schmelzen erfolgt. Körper, welche beim Schmelzen Aenderung des Schmelzpunktes durch Druck.

grösseres Volumen bekommen, wie z. B. Wachs, Schwefel etc., verhalten sich umgekehrt wie solche, bei denen das Volumen verkleinert wird (Eis). Bei jenen wird die Schmelztemperatur durch Druckzunahme erhöht, bei diesen erniedrigt. So wird der Schmelzpunkt des Eises für je eine Atmosphäre Ueberdruck um 0,0075° C. herabgesetzt. Eis von 0 Grad kann daher durch verstärkten äusseren Druck flüssig werden und bei Wiederabnahme des Druckes aufs neue erstarren (Gletscherbildung; Regelation).

Unterkühlung.

217. Durch langsame Abkühlung kann Wasser, welches erschütterungsfrei aufgestellt ist, beträchtlich unter 0 Grad abgekühlt werden, ohne zu erstarren. Diese Unterkühlung ist als labiler Gleichgewichtszustand zu betrachten. Denn die kleinste Erschütterung oder das Hineinwerfen eines kleinsten Eiskrystalles führt zu plötzlicher Eisbildung und zum plötzlichen Anstieg der Temperatur auf genau 0 Grad. (Methode der Nullpunktsbestimmung bei Thermometern.) Dass hierbei nicht gleich alles Wasser erstarrt, rührt daher, dass dem Wasser bei der Unterkühlung die eigentliche Schmelzwärme nicht entzogen wurde.

Sieden und Verdampfen.

218. Der Siedeprozess ist dadurch gekennzeichnet, dass die Flüssigkeit an jedem beliebigen Punkte ihres Innern oder am Boden des Gefässes unter Blasenbildung in Dampf übergeht, sobald bei bestimmtem äussern Druck an diesen Stellen die geringste Ueberschreitung einer bestimmten, von dem Drucke abhängigen Temperatur bewirkt wird. Von diesem Vorgang wohl zu unterscheiden ist der Verdampfungsprozess. Dieser findet nicht bloss bei flüssigen, sondern auch bei festen Körpern statt und zwar bei jeder Temperatur. Solange dafür gesorgt wird, dass die Dampfhülle, mit der feste und flüssige Körper ihre Oberfläche umgeben, immer wieder entfernt wird, geht die Verdampfung unablässig vor sich. In geschlossenen Gefässen hört die Verdampfung auf, wenn eine gewisse Menge Dampf den freien Raum des Gefässes füllt.

Verdampfung des Wassers in einem evakuierten, abgeschlossenen Raume.

219. Die Abhängigkeit des Verdampfungsprozesses in diesem letzteren Falle von Temperatur und Druck mag durch zwei Versuche verdeutlicht werden. — In Fig. 88 sei ein Barometerrohr dargestellt, bei dem auch der kurze Schenkel zugeschmolzen ist. Der Raum A sei gleichfalls völlig von Luft befreit. Dann steht das Quecksilber in beiden Schenkeln gleich hoch. Sobald sich jedoch in dem luftleeren Raum A, dem eine unter Null gelegene Temperatur gegeben werde, ein kleines Eisstückchen befindet, wird derselbe von einer geringen Menge Dampf erfüllt. Dieser Dampf übt einen Druck p aus, welcher das Quecksilberniveau in dem langen Schenkel um einige

Millimeter hebt. Lässt man die Temperatur in *A* steigen, so schmilzt das Eisstückchen, der Druck *p* wird grösser, indem sich die Dampfmenge vermehrt. Bei einer Temperatur von 10° C. ist *p* bereits gleich dem Druck einer Quecksilbersäule von 9 mm, bei 30° gleich 31 mm, bei 50° gleich 92 mm, bei 100° gleich 760 mm. Hiebei ist angenommen, dass die Menge des in *A* noch vorhandenen Wassers so gross ist, dass stets noch Flüssigkeit neben dem Dampf vorhanden ist. Der Dampf in *A* wird gesättigter Dampf genannt. Er verträgt ohne Kondensation keine Temperaturverminderung. Würde man diesen Dampf von dem noch übrigen Wasser abtrennen und ihn nun weiter erhitzen, so wächst sein Druck noch weiter. Er ist aber jetzt kein gesättigter Dampf mehr, sondern überhitzter Dampf. Dieser Fall würde eintreten, wenn in *A* so wenig Wasser vorhanden wäre, dass dasselbe sich schon bei einer gewissen Versuchstemperatur vollständig in Dampf verwandelte, und wenn alsdann weitere Erhitzung erfolgte. Die Dampfspannung des gesättigten Dampfes ist also von der Temperatur abhängig und steigt mit ihr zuerst langsam, dann immer schneller. — Bei einer zweiten Versuchsreihe befinde sich ein gewisses Wasserquantum in einem Cylinder mit beweglichem, aber dicht schliessendem Kolben (Fig. 89). Der auf dem Kolben lastende Druck *p* möge konstant erhalten werden. Beispielsweise sei *p* gleich dem Atmosphärendruck. Bei niedriger, unter Null gelegener Temperatur enthält der Cylinder nur Eis, der Kolben liegt fest auf demselben. Man steigere allmählich die Temperatur; das Volumen des Eises wächst bis zum Eintritt des Schmelzens ein wenig, beim Schmelzen verringert es sich um etwa den zehnten Teil. Von der Temperatur seiner Maximaldichte, 4° C. an, dehnt es sich aus, indem der Kolben immer fest auf der Oberfläche des Wassers liegt. Eine Dampfbildung tritt erst bei derjenigen Temperatur ein, bei welcher die Spannung des gesättigten Dampfes den äussern Druck überwindet, in unserm Beispiel also erst bei der Temperatur von 100° C. Jetzt bildet sich, wie in Fig. 89 gezeichnet, ein mit gesättigtem Dampf von der Temperatur 100° und dem Drucke *p* gefüllter Raum über dem

Verdampfung des Wassers bei konstantem Druck.

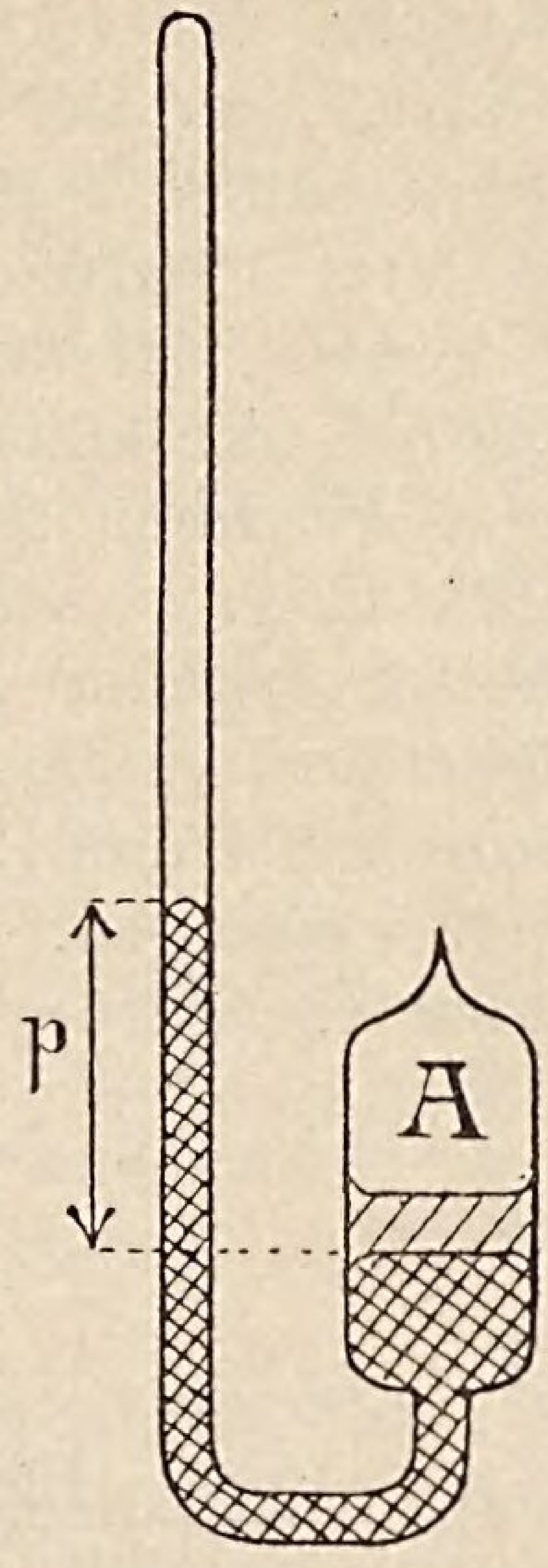


Fig. 88.

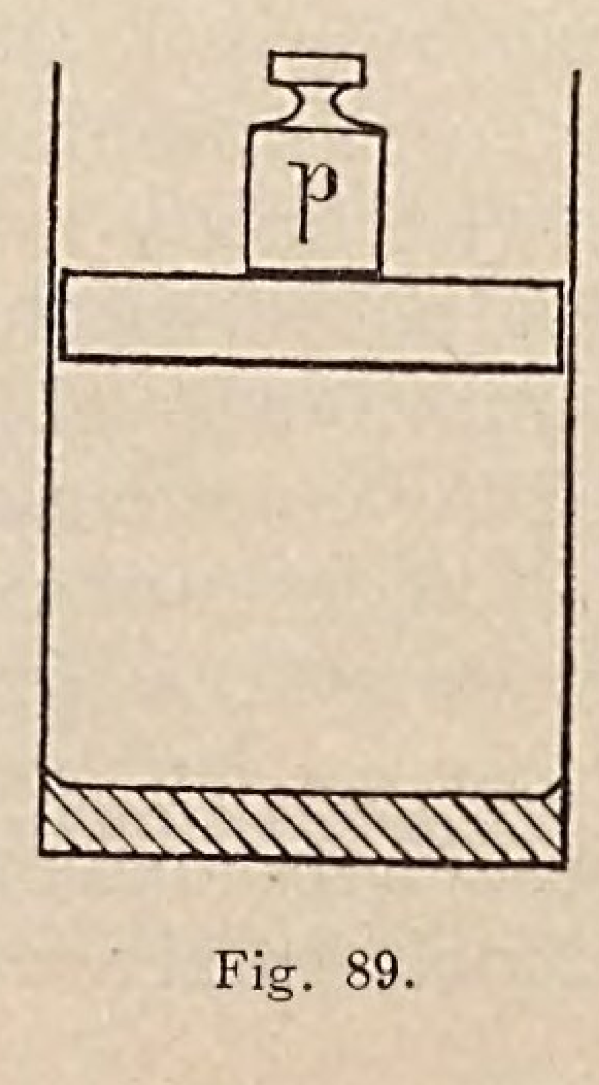


Fig. 89.

Wasser. Bei fortgesetzter Wärmezufuhr steigt die Temperatur nicht, aber der dampferfüllte Raum wächst immer mehr, bis zuletzt alles Wasser in Dampf verwandelt ist. Das Volumen ist jetzt 1240 mal so gross, wie dasjenige des ursprünglichen Wassers. Bei noch weiterer Wärmezufuhr wird der gesättigte Dampf überhitzter und die Beziehung seiner Temperatur zu dem Volumen regelt sich mehr und mehr nach der Boyle-Gay-Lussac'schen Formel, d. h. der weit über seinen Kondensationspunkt erhitzte Dampf verhält sich wie ein Gas. Wäre derselbe Versuch bei einem geringeren Drucke angestellt, so wäre die Dampfbildung schon bei niedrigerer Temperatur vor sich gegangen. Das Volumen am Ende des Verdampfungsprozesses wäre grösser gewesen. (Kurve $a'b'c'd'e'f'$ in Fig. 90.)

Graphische Darstellung des Verdampfungsprozesses.

220. Diese Vorgänge lassen sich graphisch darstellen. Als Abscissen (Fig. 90) seien die jedesmal vorhandenen Volumina des Wassers genommen, gleichgiltig ob in fester (F), flüssiger (L) oder dampfförmiger (D) Gestalt vorhanden; als Ordinaten die Temperaturen. Alsdann wird die in 219. zuerst beschriebene Versuchsreihe (Fig. 88), bei welcher das Volumen in

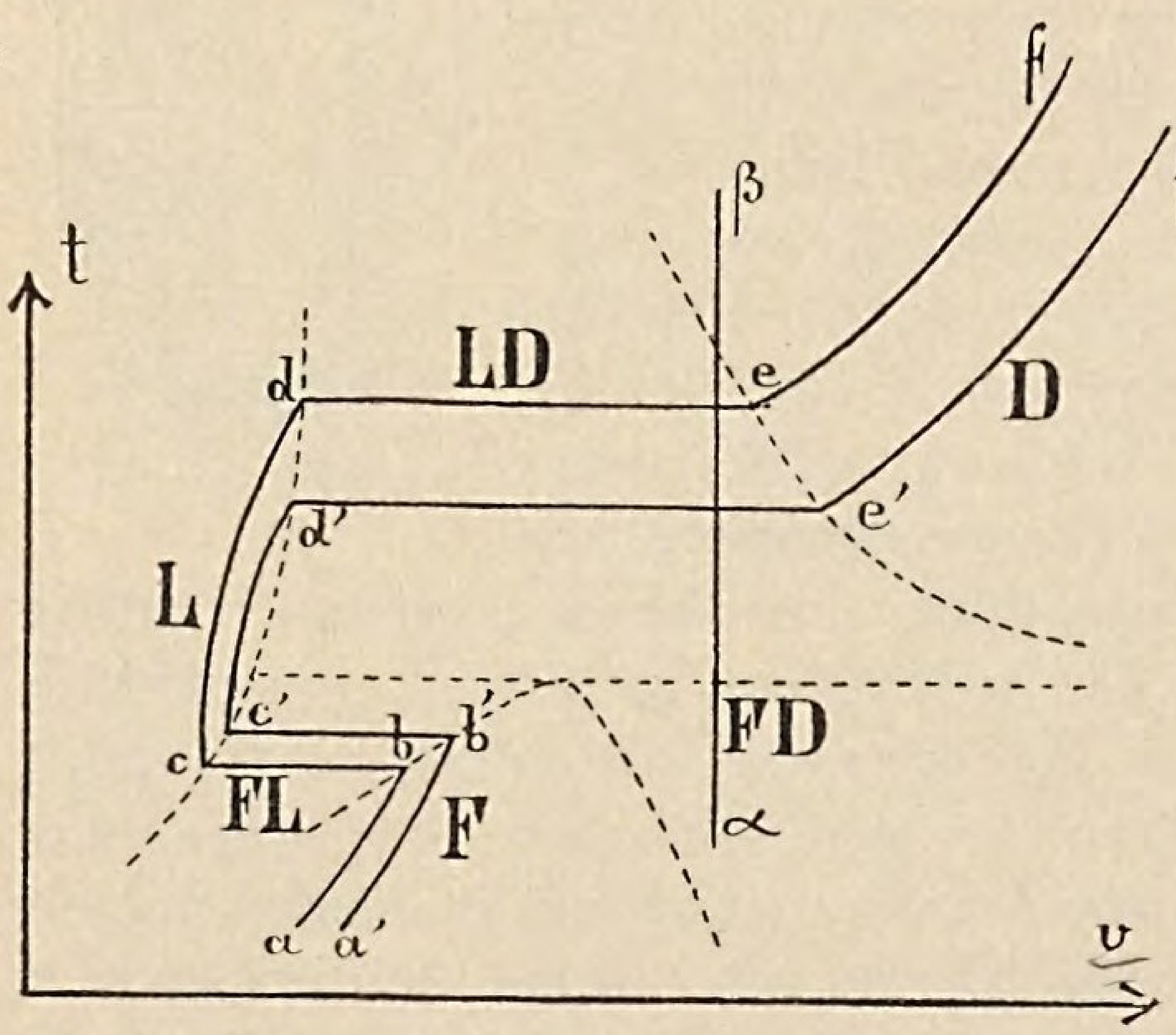


Fig. 90.

A als konstant betrachtet werden kann, durch eine gerade Linie $\alpha\beta$ parallel mit der t-Axe dargestellt werden. Die zweite Versuchsreihe (Fig. 89) wird durch eine mehrfach gebrochene Linie $a\ b\ c\ d\ e\ f$ dargestellt. Variiert man den letzteren Versuch durch Veränderung des konstanten Druckes p, so erhält man eine andere Linie $a'\ b'\ c'\ d'\ e'\ f'$. Durch die punktiert gezeichneten Verbindungslinien bb', cc', dd', ee' wird die ganze Zeichenfläche in die Gebiete F fest, FL fest und liquid, FD fest und dampfförmig, LD liquid und dampfförmig und D nur dampfförmig abgeteilt. Man sieht also, dass unter Zugrundelegung einer unveränderlichen Gesamtmasse für jede Temperatur und jedes Volumen ein ganz bestimmter Druck und eine ganz bestimmte Aggregatform vorhanden ist. Der Druck auf der Linie $a\,e$ ist grösser als auf $a'\,e'$. Die Strecken $d\,e$ werden bei zunehmendem Druck und zugleich zunehmender Temperatur immer kürzer. Man gelangt so (in der Fig. 90 nicht mehr

gezeichnet) zu einer oben gelegenen Stelle, in welcher sich die Kurven $d' d$ und $e' e$ vereinigen. Oberhalb dieser Vereinigungsstelle vermischen sich die Gebiete des flüssigen und dampfförmigen Zustandes. Ein Unterschied zwischen beiden Aggregatformen tritt nicht mehr in die Erscheinung. Jene Temperatur heisst die kritische (Andrews). Für Wasser liegt diese Temperatur bei 370° C., für Kohlensäure bei 30,9° C. Kritische Temperatur.

221. Je weiter eine Substanz in das Gebiet des überhitzten Dampfes (in Fig. 90 nach f zu) geführt wird, um so genauer unterliegt sie der für Gase geltenden Boyle-Gay-Lussac'schen Zustandsgleichung (208). In der That ist es gelungen, jedes Gas durch gleichzeitige Einwirkung sehr niedriger Temperaturen und hohen Druckes in flüssigen Zustand überzuführen (Cailletet und Pictet). Gase sind demnach Dämpfe, die weit von ihrem Kondensationspunkt entfernt sind. Unterhalb der kritischen Temperatur kann jedes Gas durch Druck allein verflüssigt werden. Gase und Dämpfe.

222. Befindet sich in dem geschlossenen Gefäss, in welchem eine Substanz zur Verdampfung gelangt, noch ein Gas, z. B. Luft, so ist der Druck über der Flüssigkeit gleich der Summe des Gasdruckes und des Dampfdruckes. Der erstere hängt nach der Zustandsgleichung von dem Normalvolumen dieses Gases, seiner Temperatur und dem Volumen ab, letzterer ist sehr nahezu gleich demjenigen Druck, welchen derselbe Dampf bei der gleichen Temperatur besitzen würde, falls jenes Gas nicht anwesend wäre (Dalton). Dampf und Gas beeinflussen sich also gegenseitig in der Entwickelung ihrer Spannkräfte fast gar nicht. Der spezielle, als Sieden (218) bezeichnete Verdampfungsprozess kann in einem geschlossenen Gefässe, dessen Temperatur rings herum die gleiche ist, überhaupt nicht eintreten. Wird der Boden des Gefässes erhitzt, während die obere Wandung noch kälter ist, so tritt zwar für kurze Zeit eine Dampfbildung in Blasenform am Boden und im Innern der Flüssigkeit ein, hört jedoch auf, wenn die schnell wachsende Spannung des über der Flüssigkeit sich entwickelnden Dampfes plus dem etwa vorhandenen Gasdruck gleich dem Drucke des der Flüssigkeitstemperatur entsprechenden Druckes des gesättigten Dampfes allein wird. Beim sog. Pulshammer oder einem warmen unter die Luftpumpe gesetzten Wassergefäss erklärt sich das unausgesetzte Sieden dadurch, dass durch Abkühlung des oberen Gefässes bezw. durch Auspumpen des Dampfes immerfort für Erniedrigung des Druckes über der Flüssigkeit gesorgt wird. Daltons Gesetz. Siedeprozess im geschlossenen Gefäss.

223. Der normale Siedepunkt ist daher im offenen Gefässe bei dem Luftdrucke von 760 mm zu bestimmen. Siedetemperatur.

Bei niedrigerem Barometerstand sinkt die Siedetemperatur entsprechend den Angaben des Versuches in Fig. 88. Bei 733,2 mm ist z. B. die Siedetemperatur des Wassers auf 99^0 herabgegangen. Man kann daher aus der Siedetemperatur des Wassers rückwärts den Barometerstand und mit ihm die Höhe über dem Meeresspiegel berechnen (Thermohypsometer). Die Kenntnis der Siedetemperaturen organischer Flüssigkeiten bildet ein wertvolles Hilfsmittel zur Erkennung ihrer chemischen Konstitution.

Siedeverzug. Leydenfrost-sches Phänomen.

224. Abnorme Siedeerscheinungen sind der Siedeverzug und das Leidenfrost'sche Phänomen. Ersterer besteht analog der Unterkühlung darin, dass erschütterungsfreies Wasser über den Siedepunkt erhitzt werden kann, dann aber bei Erschütterung in explosionsartiges Sieden gerät. Das Leydenfrost'sche von Boutigny eingehend untersuchte Phänomen entsteht, wenn in ein sehr weit über den Siedepunkt erhitztes Gefäss die Flüssigkeit tropfenweise eingebracht wird. Eine schnell sich erneuernde Dampfhülle zwischen Gefäss und Flüssigkeit verhindert die Erwärmung der letzteren und bewirkt eine intensive Wirbelbewegung derselben.

Gesetz von Avogadro.

225. In einfacher Beziehung zu der chemischen Natur der Gase und Dämpfe steht ihr spezifisches Gewicht oder ihre Dichte. Nach dem von Avogadro gefundenen Gesetze verhalten sich nämlich die Gewichte gleicher Volumina irgend welcher Gase bei gleichem Druck und gleicher Temperatur wie ihre Molekulargewichte. Diese Beziehung ist auf der Grundlage der kinetischen Theorie der Gase gleichbedeutend mit dem Ausspruch, dass gleiche Volumina verschiedener Gase bei gleichem Druck und gleicher Temperatur die gleiche Anzahl von Molekülen enthalten. Für Dämpfe, welche genügend weit von ihrem Kondensationspunkt entfernt sind, gilt dasselbe Gesetz. Da nun das Molekulargewicht des Wasserstoffes gleich 2 ist, so erhält man das Molekulargewicht eines Dampfes oder Gases als das doppelte Verhältnis seines Gewichtes zu dem des Wasserstoffes, bezogen auf gleiche Volumina, Drucke und Temperaturen. Dies Verhältnis wird als die auf Wasserstoff bezogene Gas- oder Dampfdichte D bezeichnet. Haben Gas- und Wasserstoff die gleichen V, b und t und die Gewichte G und γ, so ist

Dampfdichte.

$$D = \frac{G}{\gamma}.$$

Das Gewicht der Volumeinheit (1 ccm) H bei 0^0 und 76 cm ist 0,0$_3$1868 gr. Das Gewicht γ eines H-Quantums vom Volumen V bei der Temperatur t^0 und dem Drucke b cm bleibt natürlich unverändert, wenn man dasselbe Quantum auf das

Normalvolumen V_0 bringt. Es ist also $\gamma = 0{,}0_3 1868\ V_0$ und da nach (212)

$$V_0 = V \frac{b}{76} \frac{1}{1 + \alpha t}$$

so ist $\gamma = 0{,}0_3 1868 \,.\, \frac{V \,.\, b}{76} \frac{1}{1 + \alpha t}$

mithin $D = \frac{G \,.\, 76 \,.\, (1 + \alpha t)}{0{,}0_3 1868 \,.\, V \,.\, b}$.

Nach dieser Formel findet man D, wenn man ein Gas oder einen vom Kondensationspunkt gehörig entfernten Dampf absperrt, das Gewicht G in gr, die Temperatur t nach Celsius-Graden, das Volumen V nach ccm und den Druck nach cm Quecksilberhöhe bestimmt. Das Molekulargewicht m ist dann $m = 2\,D$. Bezieht man, wie oft üblich, die Dichtigkeit des Dampfes auf Luft und nennt sie d, so ist, da die Luft 14,45 mal dichter als Wasserstoff,

$$d = \frac{D}{14{,}45} = \frac{G \,.\, 76 \,.\, (1 + \alpha t)}{0{,}0_2 1293 \,.\, V \,.\, b} \quad \text{und} \quad m = 2 \,.\, 14{,}45 \,.\, d.$$

Zweckmässige Methoden, um eine abgewogene Flüssigkeitsmenge von G gr in überhitzten Dampf zu verwandeln und nun V, b und t zu bestimmen, sind von Dumas, Gay-Lussac und A. W. v. Hofmann, sowie von Victor Meyer angegeben. Man findet so für Wasserdampf $D = 9$ oder $d = 0{,}623$, woraus in beiden Fällen $m = 18$ folgt.

226. Für die Meteorologie von besonderer Wichtigkeit ist die Kenntnis des Gehaltes der atmosphärischen Luft an Wasserdampf. Jeder bestimmten Temperatur der Luft entspricht eine maximale, in derselben überhaupt mögliche Dampfmenge. Es ist dies dieselbe Menge, die sich auch im luftleeren Raum bei derselben Temperatur über der noch im Ueberschuss vorhandenen Flüssigkeit (in Fig. 88 bei A) als gesättigter Wasserdampf bilden würde. Nach Kenntnis der Dampfdichte 0,6235 können wir dieselbe berechnen. Wie gross ist beispielsweise die bei 25° C. in 1 cbm Luft enthaltene maximale Dampfmenge? Der Versuch (Fig. 88) belehrt uns, dass bei 25° der Druck des gesättigten Dampfes 23,55 mm ist. Das Gewicht eines Kubikmeters trockener Luft bei diesem Drucke von 23,55 mm und einer Temperatur von 25° würde sein, da 1 cbm $= V = 10^6$ ccm Wasserdampfgehalt der Luft

$$0{,}0_2 1293 \,.\, 10^6 \,.\, \frac{23.55}{760\,(1 + 0{,}0_2 367 \,.\, 25)} = 36{,}73 \text{ gr.}$$

Da das Gewicht des Dampfes nun 0,6235 mal kleiner ist, so ergibt sich 22,89 gr als die gesuchte Gewichtsmenge. Würden wir dasselbe Exempel für eine Temperatur von 20° C. gerechnet

haben, so würden sich 17,19 gr ergeben haben (die maximale Dampfspannung bei dieser Temperatur = 17,39 mm angenommen). Falls nun die atmosphärische Luft die so berechnete, ihrer Temperatur entsprechende maximale Dampfmenge und also auch den maximalen Druck besitzt, so sagt man, dass die relative (d. h. bezüglich der herrschenden Temperatur verstandene) Feuchtigkeit 100 % betrage. Als absolute Feuchtigkeit wird die in Millimeter gemessene Spannung, in den Beispielen 23,55 mm bezw. 17,39 mm angegeben. Solche mit Wasserdampf völlig gesättigte Luft verträgt keine Abkühlung, ohne dass Kondensation eines Teiles des Wasserdampfes, d. h. eine Ausscheidung flüssigen Wassers als Nebel oder Regen eintritt. (Ist die Luft von Staubteilchen, die als Kondensationskerne dienen, frei, so tritt eine geringe Verzögerung der Kondensation ein.) Bei trockener Witterung hat die Luft weniger Dampf, als sie ihrer Temperatur entsprechend aufnehmen könnte. Beispielsweise möge Luft von 25° C. nur 17,19 gr Wasserdampf pro Kubikmeter enthalten. Dann ist ihre relative Feuchtigkeit $= \frac{17,19}{22,89} \cdot 100\,\% = 75,09\,\%$ und die absolute 17,39 mm. Diese Luft würde eine Abkühlung bis zu 20° herunter vertragen. Ein Körper, dessen Temperatur unter 20° ist, beschlägt sich, in dieselbe Luft gebracht, mit abgeschiedenen Wassertröpfchen. Diese Temperatur wird der Taupunkt der Luft genannt. Die Kenntnis des Taupunktes gestattet also die relative und absolute Feuchtigkeit zu berechnen, wenn ausserdem die Temperatur der Luft am trockenen Thermometer abgelesen wird.

Absolute und relative Feuchtigkeit.

Hygrometrie.

227. Eine unmittelbare Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der Luft ist dadurch ausführbar, dass man mittelst eines Aspirators ein nach Liter oder Kubikmeter gemessenes Quantum der zu untersuchenden Luft durch ein Gefäss hindurchgehen lässt, in welchem konzentrierte Schwefelsäure oder ein anderer den Wasserdampf absorbierender Körper enthalten ist. Die Gewichtszunahme des Gefässes gibt dann den Gehalt von Wasserdampf an, woraus dann absolute und relative Feuchtigkeit, wie gezeigt, berechnet werden. Dieselbe Aufgabe löst man durch Aufsuchung des Taupunktes mittelst Daniell's Hygrometer. Ein dünnwandiges Gefäss hat aussen eine gut spiegelnde Gold- oder Silberbelegung. Bei einer langsamen von innen bewirkten Abkühlung tritt ein Moment ein, in dem sich die blanke Metallfläche mit Dampf beschlägt, was leicht wahrnehmbar ist. In diesem Augenblicke gibt die Temperatur des Gefässes den Taupunkt der äusseren Luft an. — Nach der Methode von August findet man die vorhandene

Hygrometer von Daniell.

Psychrometer von August.

Spannung des Wasserdampfes, indem die Kugel eines Thermometers mit einer einfachen Schicht von feinem nassem Zeug (Musselin) bedeckt wird. Das verdunstende Wasser entzieht die hierzu nötige Wärme dem Thermometer. Je trockener die Luft ist, desto intensiver die Verdunstung, desto grösser die Temperaturerniedrigung, die man als psychrometrische Differenz (trockenes minus feuchtes Thermometer) bezeichnet. Natürlich kann das feuchte Thermometer nicht so tief sinken, dass es den Taupunkt erreicht. Denn thäte es dies, so würde die Verdunstung nicht bloss aufhören, sondern ins Gegenteil, in Kondensation umschlagen und die Ursache der psychrometrischen Differenz fiele fort. Die Temperatur des feuchten Thermometers liegt also zwischen Taupunkt und Lufttemperatur. Aus der Ablesung des trockenen und feuchten Thermometers (Psychrometer) lässt sich die Dampfspannung berechnen, indem man von der, der Temperatur des feuchten Thermometers entsprechenden, maximalen Spannung einen der psychrometrischen Differenz proportionalen Bruchteil subtrahiert. Die Eigenschaft gewisser sog. hygroskopischer Körper, wie insbesondere Haar, Darmseiten, Fischbein, sich bei steigender relativer Feuchtigkeit der Luft auszudehnen, macht dieselben geeignet, die letztere zu messen. Die Skalen der hierauf begründeten Hygroskope (Saussure) müssen empirisch durch Vergleich mit gleichzeitigen absoluten Messungen bestimmt werden. Hygroskop von Saussure.

Die Kalorimetrie.

228. Als Einheit für Wärmemengen gilt diejenige Wärmemenge, welche die Masse von 1 Gramm reinen Wassers von 0 Grad auf 1° C. erwärmt. Dieselbe wird als Grammkalorie oder auch wohl als kleine Kalorie bezeichnet im Gegensatz zu der entsprechend definierten Kilogrammkalorie oder grossen Kalorie, welche letztere 1 kgr Wasser von 0° bis auf 1° C. erwärmt. Definition der Kalorie.

Die Wärmemengen, welche erforderlich sind, um die Temperatur eines Gramm Wassers um 1° C. zu erhöhen, nehmen bei steigenden Temperaturen nur ganz wenig zu. So sind 1,004 Kalorien zur Erwärmung von 49° auf 50° C., 1,015 Kalorien zur Erwärmung von 99° auf 100° C. erforderlich. Man kann daher mit meist genügender Genauigkeit, wenigstens für nicht zu hohe Temperaturen, die Kalorie auch definieren als die zur Temperaturerhöhung um 1° C. für 1 Gramm Wasser erforderliche Wärmemenge.

229. Zur Erwärmung von 1 Gramm irgend einer andern Substanz um 1° C. ist bei den verschiedensten Körpern, gleich- Wärmekapazität und spezifische Wärme.

gültig ob dieselben fest flüssig oder gasförmig sind, durchweg erheblich weniger Wärme als 1 Kalorie erforderlich. So braucht man nur 0,11 Kal. zur Erwärmung eines Grammes Eisen um 1^0 C., nur 0,03 Kal., um 1 gr Quecksilber von 0^0 auf 1^0 C. zu erwärmen. Nur allein der Wasserstoff erfordert ein grösseres Wärmequantum von 3,4 Kal., damit 1 gr desselben um 1^0 erwärmt wird. Dieses verschiedene Verhalten der Körper gegen Temperaturerhöhung wird als ihre Wärmekapazität oder als ihre spezifische Wärme bezeichnet. Die spezifische Wärme eines Körpers bei einer bestimmten Temperatur ist also die in Kalorien ausgedrückte Wärmemenge, welche von 1 gr desselben aufgenommen wird, wenn seine Temperatur um 1^0 wächst. Die Wärmekapazität wird als der Quotient von zugeführter Wärme durch Temperaturzuwachs definiert. Die Wärmekapazität der Masseneinheit eines Körpers ist also seine spezifische Wärme.

Schmelz- und Verdampfungswärme.

230. Ebenso, wie die spezifische Wärme, sind auch die für den Schmelzprozess und für den Verdampfungsprozess erforderlichen Wärmemengen, welche, bezogen auf die Masseneinheit eines Grammes, als Schmelz- bezw. Verdampfungswärme bezeichnet werden, für verschiedene Körper verschieden gross. Zur Verwandlung von 1 gr Eis von 0^0 in 1 gr Wasser von 0^0 braucht man 80,025 Kal. Mischt man also 80 gr Wasser von 1^0 oder 1 gr Wasser von 80^0 mit 1 gr Eis von 0^0, so erhält man 2 gr Wasser von 0^0. Die Verdampfungswärme ist beträchtlich höher als die Schmelzwärme. Beim Wasser beträgt sie pro Gramm bei einer Temperatur von 100^0 C., d. h. unter normalem Luftdruck 536,5 Kal. Bei niedrigeren Temperaturen und entsprechend kleinerem Druck wächst die Verdampfungswärme. Sie beträgt bei 20^0 593 Kal. Es erklärt sich dies daher, dass bei dem niedrigeren Drucke des Wasserdampfes von 20^0 sein Volumen ein ungefähr 40mal so grosses ist als bei 100^0 und daher eine viel stärkere »Dissociation« der Molekule erforderlich ist, welche einen grösseren Aufwand an Wärme bedingt. In der Höhe der kritischen Temperatur wird die Verdampfungswärme zu Null.

Wärmemessung durch Mischen mit Wasser.

231. Die Messung von Wärmemengen nach Kalorien wird der Definition der letzteren entsprechend auf direktestem Wege ausgeführt, indem man das zu messende Wärmequantum Q einer abgewogenen Wassermasse m mitteilt und die Temperatur der letzteren vor und nachher (t_1 und t_2) misst. Dann ist $Q = m(t_2 - t_1)$ Kal. Beispielsweise möge die spezifische Wärme s eines Kupferstückes von der Masse M gr zu bestimmen sein. Man erhitzt das Kupfer etwa durch längeres

Eintauchen in siedendes Wasser auf 100° und bringt dasselbe alsdann in ein Wasserquantum von m gr und der Temperatur t_1°. Nach dem durch Rühren beschleunigten Ausgleich der Temperaturen von Kupfer und Wasser sei die gemeinsame Temperatur t_2°. Dann hat jedes Gramm Kupfer für jeden Grad die Wärmemenge s, M gr Kupfer haben also pro Grad die Wärmemenge $M.s$ abgegeben und, da die Temperaturerniedrigung $(100 - t_2)^0$ beträgt, im ganzen $M.s(100 - t_2)$ Kal. verloren. Dasselbe Wärmequantum ist vom Wasser aufgenommen und ist gleich $m(t_2 - t_1)$, so dass durch Gleichsetzung beider Wärmequanta

$$M.s.(100 - t_2) = m(t_2 - t_1)$$

$$\text{oder } s = \frac{m.(t_2 - t_1)}{M.(100 - t_2)}$$

die gesuchte spezifische Wärme s zu berechnen ist. Das Gefäss, in welchem sich das Wasser befindet, nimmt an der Erwärmung teil. Man berücksichtigt diesen Umstand, indem man die Masse m des Wassers in vorstehender Formel vermehrt um den sog. Wasserwert des Gefässes, d. h. dem Produkte aus der Masse des Gefässes mal seiner als bekannt vorausgesetzten spezifischen Wärme.

Das Bunsen'sche Eiskalorimeter.

232. Bei allen Messungen von Wärmemengen treten leicht Fehlerquellen auf dadurch, dass die behandelten Körper mit der umgebenden Luft in eine oft schwer kontrollierbare Wärmekommunikation treten. Dies wird um so empfindlicher, je geringer die Masse, je grösser also verhältnismässig die Oberfläche der Körper ist. Zur Verminderung dieser Schwierigkeiten erweisen sich indirekte Methoden der Wärmemessung häufig von Vorteil. Unter diesen ist besonders bemerkenswert die Methode des Bunsen'schen Eiskalorimeters. Dieselbe beruht darauf, aus der Menge des von einem Wärmequantum geschmolzenen Eises das letztere zu berechnen, indem die Schmelzwärme als bekannt vorausgesetzt wird. Die Eismenge wiederum, welche zum Schmelzen gebracht wird, lässt sich auf das Genaueste durch die Volumverkleinerung des Eises in dem Bunsen'schen Apparat (Fig. 91) messen. Ein unten geschlossenes Glasrohr i ist in ein weiteres Glasgefäss ewq eingeschmolzen. Der

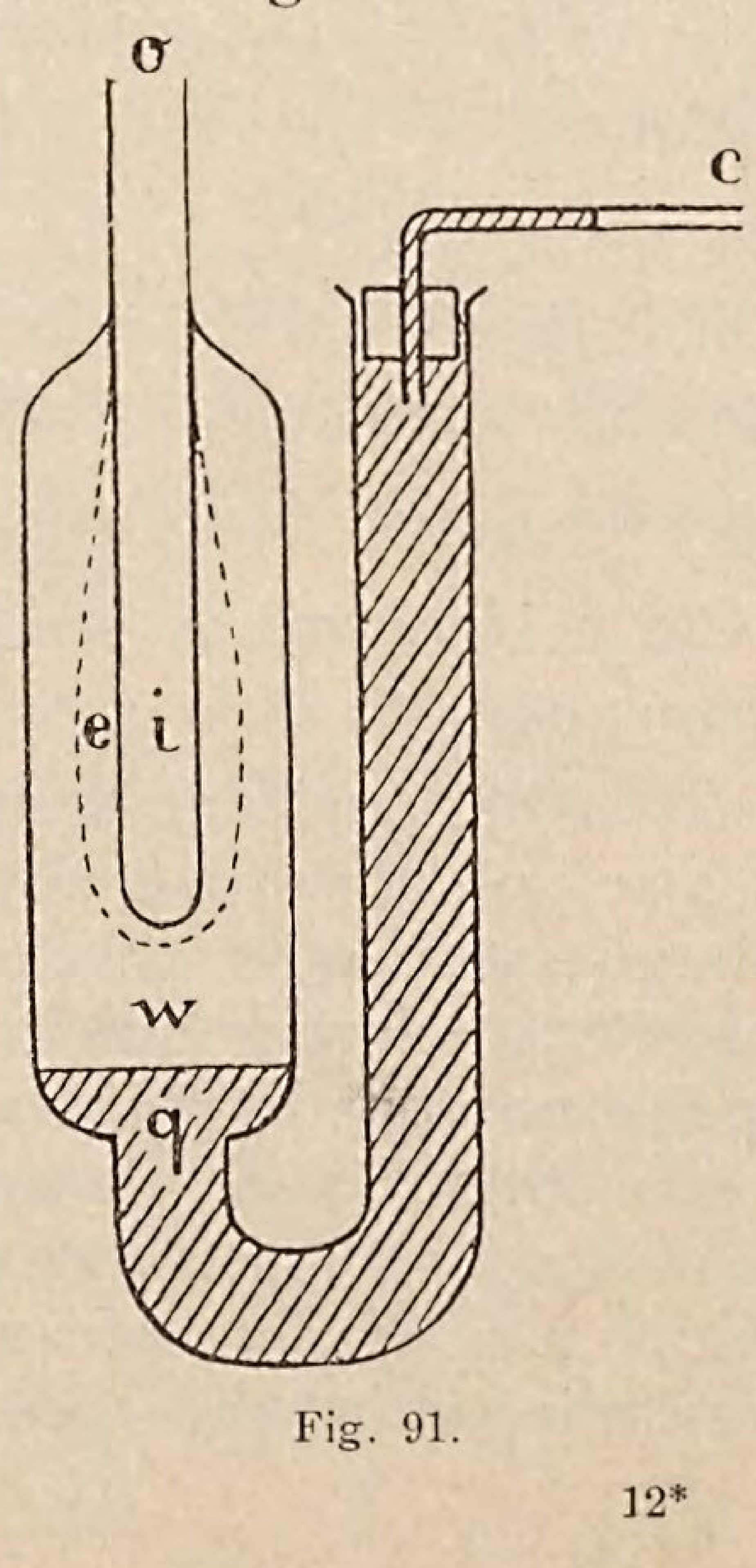


Fig. 91.

Raum *we* wird mit luftfreiem, reinem Wasser gefüllt und durch Quecksilber *q* abgesperrt, welches letztere bis in das gut kalibrische Rohr *c* hineintritt. Der ganze Apparat wird bis auf *o* und *c* in einen Behälter mit Eis gesetzt. Durch vorläufige Einführung von sehr kalter Luft oder kaltem Aether durch *o* nach *i* lässt man das Wasser rings um *i* gefrieren, so dass sich ein Eismantel *e* bildet. Hierbei tritt eine Volumvergrösserung ein, so dass das Quecksilber in dem Rohre *c* weiter nach rechts geht. Man liest das Ende des Quecksilberfadens an einer Skala ab. Umgekehrt wird der Quecksilberfaden sich nach links zusammenziehen, wenn der Eismantel *e* teilweise geschmolzen wird. Es ist nun bekannt, dass 1 gr Eis eine Volumverminderung von 0,0907 ccm beim Schmelzen erfährt. Kennt man daher den Inhalt des Rohres *c* nach ccm, so lässt sich aus dem Fortrücken der Quecksilbersäule unmittelbar die Verringerung des Eismantels in Gramm berechnen. Jedes Gramm Eis braucht zum Schmelzen 80,025 Kal. Die gesamte dem Eismantel zugeführte Wärme lässt sich daher durch Ablesung der Quecksilbersäule in *c* berechnen. Diese Wärmezufuhr zum Eismantel kann offenbar nur von *i* aus stattfinden. Hier hinein werden diejenigen Körper gebracht, deren Wärmeabgabe gemessen werden soll.

Mittelst des Eiskalorimeters ist auch diejenige Konstante (80,025) selber bestimmt worden, die zu seiner weiteren Benutzung dient. Bringt man nämlich ein abgewogenes Quantum reinen Wassers von gemessener Temperatur in den Raum *i*, z. B. 6 gr Wasser von 20^0, so gibt dasselbe das in diesem Falle bekannte Wärmequantum von $6 \times 20 = 120$ Kal. ab, indem es sich innerhalb *i* auf 0^0 abkühlt. Diese 120 Kal. schmelzen, wenn wir die Schmelzwärme etwa mit x bezeichnen, $\frac{120}{x}$ gr Eis und bewirken eine Volumenverminderung von $\frac{120}{x} \,.\, 0{,}0907$ ccm, welche durch Ablesung bei *c* zu berechnen sind. Man findet rund 0,136 ccm, so dass rund $\frac{120}{x} \,.\, 0{,}09 = 0{,}135$ oder $x = 80$ sich ergibt.

Messung des Wärmeinhaltes von Gasen und Dämpfen.

233. Zur Ermittelung derjenigen Wärmemengen, welche Gase und Dämpfe abgeben oder aufnehmen, wenn sie ihre Temperatur oder ihren Aggregatzustand ändern, lässt man dieselben durch Schlangenrohre gehen, die in Wassergefässen von bekannter Masse und Temperatur liegen und beobachtet ausser dem Temperaturanstieg des Wassers die Eintritts- und Austrittstemperatur des Gases. Unter Umständen kann man die Dämpfe auch direkt ins Wasser treten und hier absorbieren lassen. So bestimmt man die Verdampfungs-

wärme des Wassers bei 100° indem man aus einem Siedegefäss den Dampf in ein mit kaltem Wasser gefülltes Gefäss mittelst eintauchenden Rohres überführt. Die hierdurch entstehende Temperaturerhöhung des seiner Masse nach bekannten Wassers ergibt dann sofort die vom Dampfe abgegebene Wärmemenge Q. Aus dem Gewichtsverlust des Siedegefässes folgt die Masse m des kondensierten Dampfes. Nennt man seine Verdampfungswärme x, so ist mx die beim Uebergang des Dampfes in Wasser von 100°, abgegebene Wärme und $m(100^0 - t)$ die noch weiter bis zur Abkühlung auf die Temperatur t des Wassers verlorene Wärme. Daher ist $Q = mx + m(100^0 - t)$ oder $x = \frac{Q - m(100^0 - t)}{m}$.

234. Für die spezifischen Wärmen der festen chemisch einfachen Körper hat sich eine gesetzmässige Beziehung zu deren Atomgewichten herausgestellt (Dulong), die Produkte beider Grössen sind nahezu gleich gross. Blei und Eisen z. B. haben die spezifischen Wärmen (c) von 0,031 und 0,114; ihre Atomgewichte (p) sind 206,4 und 55,9, so dass für Blei $c.p = 6{,}40$, für Eisen $cp = 6{,}37$ herauskommt. Das Produkt $p.c$ ist nichts anderes, als die Wärmekapazität des Atomes oder die Atomwärme. Daher kann man sagen: Die Atomwärmen aller einfachen Körper sind gleich gross. Die bei gewöhnlicher Lufttemperatur bestimmten Atomwärmen mancher einfachen Körper weichen von diesem Dulong'schen Satze merklich ab. Bei höheren Temperaturen scheint sich das Produkt pc dem Mittelwerte 6,4 mehr und mehr zu nähern. So ist für Kupfer von 15°—100° $pc = 5{,}9$, für Kupfer von 17°—247° $pc = 6{,}12$. Gesetz von Dulong.

Nach einem von F. Neumann gefundenen Satze sind die Produkte aus Molekulargewicht und spezifischer Wärme für ganze Gruppen chemisch gleich zusammengesetzter Körper konstant. Ist z. B. R ein beliebiges Radikal, so ist die Molekularwärme von RO gleich 11,0, diejenige von $RO_2 = 14{,}0$, von $RSO_4 = 26{,}4$ etc. Gesetz von Neumann.

Kopp hat hieraus den Satz gefolgert, dass die Molekularwärme gleich der Summe der Atomwärmen einer chemischen Verbindung sei. Gesetz von Kopp.

235. Die spezifische Wärme der Gase c ist verschieden, je nachdem man die Temperaturerhöhung derselben bei konstantem Volumen c_v, also etwa in einem geschlossenen Glasgefässe oder bei konstantem Drucke (c_p) etwa in dem Apparat (Fig. 89) beobachtet. Es ist für alle Gase c_p grösser als c_v. Dies erklärt sich daraus, dass bei Erwärmung unter konstantem Druck eine Ausdehnung des Gases erfolgt, welche Spezifische Wärme der Gase bei konstantem Druck und konstantem Volumen

mit einer Arbeitsleistung (das Gewicht p in Fig. 89 wird gehoben) verbunden ist und dadurch einen Teil der zugeführten Wärme verbraucht (in Arbeit verwandelt).

Einer direkten Messung zugänglich ist c_p, wenn man grössere Mengen eines Gases, wie in 233 angegeben, unter dem Druck der Atmosphäre durch Kühlrohre strömen lässt. Die spezifische Wärme c_v bei konstantem Volumen ist dagegen direkt nicht zu bestimmen, da die Gasmengen, welche geschlossene Gefässe enthalten, im Verhältnis zum Gefässe selber eine verschwindende Masse haben. Indessen lässt sich c_v auf indirektem Wege bestimmen, indem man das Verhältnis $\frac{c_p}{c_v} = k$ aufsucht.

Methode von Clément und Désormes.

Nach der Methode von Clément und Désormes findet man k folgendermassen. Ein grosser Glasballon wird mit einem Hahne von weiter Bohrung und mit einem Manometer versehen. Man pumpt etwas Luft aus, etwa bis zur Manometerhöhe h_1. Nachdem die beim Auspumpen abgekühlte Luft die Temperatur der Umgebung wieder angenommen hat, wird der Hahn einen Moment geöffnet. Unter Verdichtung und Erwärmung stürzt äussere Luft hinein bis zum Druckausgleiche mit der Atmosphäre, was in weniger als einer Sekunde erfolgen muss. Bei dem nun erfolgenden Temperaturausgleiche (bei konstantem Volumen) sinkt der Druck etwa bis zur Manometerhöhe h_2. Man findet dann durch Betrachtungen, die der mechanischen Wärmetheorie angehören, $k = 1 + \frac{h_2}{h_1}$.

Bestimmung von k durch die Schallgeschwindigkeit.

236. Ein zweiter Weg zur Bestimmung von k wird durch die Beobachtung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit v des Schalles in der Luft, bezw. in dem Gase eröffnet. Ist e die Elastizität oder der Druck der Luft, so würde $v = \sqrt{\frac{e}{d}}$ sein (vergl. oben 118.), vorausgesetzt, dass keine Temperaturänderungen der Luft eintreten. Bei dem sehr schnellen Wechsel von Verdichtung und Verdünnung kann ein Temperaturausgleich der bald erhitzten, bald erkalteten Luft mit umgebenden Luftmassen nicht stattfinden. Die Elastizität der Luft erfährt eine Vermehrung, da die verdichtete und zugleich erhitzte Luft noch höheren Druck hat, als der blossen Verdichtung entsprechen würde. Umgekehrt wird bei Verdünnung die Druckabnahme durch Temperaturabnahme verstärkt. Es lässt sich aus diesem Grunde herleiten, dass e in der obigen Formel nicht durch den Druck p der Atmosphäre, sondern durch $p \,.\, k$ zu ersetzen ist. Daher wird

$$k = \frac{v^2 \,.\, d}{p};$$

hierin ist $v = 331$ m $= 33100$ cm; $d = 0{,}001293$; $p = 76 \,.\, 13{,}6 \,.\, 981$, woraus

$$k = 1{,}41$$

folgt.

Nahezu dasselbe Verhältnis der spezifischen Wärme ist für andere Gase gefunden. Der einatomige Quecksilberdampf hat $k = 1{,}66$. Jemehr Atome in den Molekülen enthalten sind, desto mehr scheint sich der Wert von k zu verkleinern (Kundt und Warburg).

Für Luft ist $c_p = 0{,}2374$, mithin $c_v = \frac{0{,}2374}{1{,}41} = 0{,}1684$.

Das mechanische Mass der Wärme.

Aequivalenz von Wärme und Arbeit.

237. Wird Luft durch Kompression, d. h. durch Aufwand von äusserer Arbeit verdichtet, so erwärmt sie sich, und dasjenige Wärmequantum, welches man ihr jetzt entziehen kann, um ihr die ursprüngliche Temperatur wiederzugeben, ist als das Umwandlungsprodukt der verlorenen mechanischen Energie zu betrachten. Umgekehrt, wenn sich Luft ausdehnt, etwa in dem Apparate Fig. 89, so sinkt ihre Temperatur und die ihr zur Wiederherstellung der früheren Temperatur zuzuführende Wärme, d. h. ihr Wärmeverlust ist in die mechanische Energie des gehobenen Gewichtes p umgewandelt. J. R. Mayer erkannte, dass bei diesen und allgemein bei allen Umwandlungen von Wärme in Arbeit die Quantitäten der Wärmemengen Q und die entsprechenden Arbeitsmengen L in einem ganz bestimmten Zahlenverhältnis A stehen müssten, so dass immer

$$L = A \,.\, Q$$

ist. Wenn als Arbeitseinheit die zur Hebung von 1 gr auf die Höhe eines Meters erforderliche Arbeit (Gramm-Meter) und als Wärmeeinheit die Grammkalorie genommen wird, ist $A = 424$, d. h. die Arbeit, welche verloren geht, wenn 1 gr um 424 m sinkt, ist äquivalent der Wärmemenge von 1 Grammkalorie und umgekehrt. Dieser Satz von der Aequivalenz von Wärme und Arbeit wird als der erste Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie bezeichnet, seine Verallgemeinerung auf alle Arten von Energieumwandlungen als das Gesetz von der Erhaltung der Energie (v. Helmholtz).

Erster Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie.

Berechnung des Wärmeäquivalentes durch J. R. Mayer.

238. Die Ermittelung der Aequivalenzzahl A kann auf mannigfaltige Weise bewirkt werden. J. R. Mayer berechnete dieselbe (1842) mit Hilfe der damals freilich nicht sehr genau bekannten Werte von c_p und c_v für Luft (cf. 236). Mit Einsetzung genauerer Zahlen ist diese Rechnung folgende. 1 cbm Luft von 0^0 wiegt bei 76 cm Luftdruck 1293 gr. Zur Erwärmung desselben auf 1^0 C. sind bei konstantem Volumen

1293 . 0,1684 Grammkalorien erforderlich. Schliesst man andererseits dieselbe Luft bei 0^0 in den Apparat Fig. 89 ein, dessen Querschnitt und Kolbenfläche 1 qm = 10000 qcm betragen möge, und erwärmt wieder um 1^0, so sind 1293 . 0,2374 Kal. nötig, also ein Mehr von 1293 $(c_p - c_v)$ = 1293 . 0,069 = 89,21 Kal. Nun aber hat sich die Luft um 0,003665 ihres Volumens ausgedehnt, d. h. der Kolben hat sich um 0,003665 m gehoben. Die dabei von ihm geleistete Arbeit L ist gleich der Gegenkraft $\times$ Hubhöhe. Die Gegenkraft (der Luftdruck) beträgt pro Quadratcentimeter 76 . 13,6 = 1034 gr, also für 10000 qcm 10340000 gr, demnach wird $L = 10340000 \times 0{,}003665 =$ 37 890 Gramm-Meter. Dieser Arbeit ist äquivalent jenes Mehr von 89,21 Kal., d. h. 1 Grammkalorie ist äquivalent 424,7 Gramm-Metern. Ebenso ist einer Kilogrammkalorie äquivalent eine Arbeit von 424,7 Kilogramm-Meter. Führt man statt der Arbeitseinheit des Gramm-Meters (Kraft eines Grammgewichtes mal 1 m Hubhöhe), welches von der Schwerkraft g abhängig ist, die absolute Abeitseinheit ein, nämlich diejenige Arbeit, welche die Kraft von 1 Dyn bei einer Hubhöhe von 1 cm leistet, so ist 1 Gramm-Meter = 981 . 100 = 98100 absolute Arbeitseinheiten (Erg.) und A wird jetzt $424{,}7 \times 98100 = 4{,}167 \times 10^7$ (cm, gr, sec.).

Bestimmung des Wärme-äquivalentes nach Joule.

239. Bei dem umgekehrt vorgenommenen soeben beschriebenen Prozess, d. h. also bei einer Kompression der Luft auf den 273ten Teil ihres Volumens bei 0^0, hätte von den komprimierenden Kräften die Arbeit von 37 890 Gramm-Metern geleistet werden müssen und ohne Temperaturänderung der Luft wäre gleichzeitig ein gewonnenes Wärmequantum von 89,21 Kal. abzuführen gewesen. In diesem Falle wäre also Arbeit in Wärme verwandelt. Die Umwandlungen von Arbeit in Wärme gestalten sich für eine direkte experimentelle Bestimmung des Aequivalentes erheblich einfacher, als die umgekehrten. Denn ein gewisses gemessenes Arbeitsquantum lässt sich vollständig in Wärme verwandeln, während ein gemessenes Wärmequantum, welches Arbeit erzeugt, immer nur zum Teil in Arbeit übergeht und zum andern Teil als Wärme einem kälteren Körper zugeführt wird. Solche direkten Verwandlungen von Arbeit in Wärme wurden ohne genauere Messungen schon 1798 vom Grafen Rumford vorgenommen, später, nach der Erkenntnis des Mayer'schen Satzes, von Joule u. a. Innerhalb eines als Kalorimeter zu benutzenden, mit Wasser oder Quecksilber gefüllten Gefässes lässt man unter möglichst grosser mechanischer Reibung ein Schaufelrad oder dergl. rotieren. Die dazu erforderliche Arbeit wird von einem langsam sinkenden Gewichte messbar geliefert und setzt sich völlig in Reibungswärme um, die nun kalorimetrisch durch

die Temperaturerhöhung angegeben wird. Hält man einen unter Reibung drehbaren Körper fest und setzt dafür den von ihm geriebenen Körper in Rotation, so ist die entstehende Wärme äquivalent dem Drehungsmoment der den ersteren festhaltenden Kraft multipliziert mit $n \,.\, 2\pi$, worin n die Zahl der Umdrehungen des zweiten Körpers ist (Methode von Puluj).*) Methode Puluj.

240. Wärme geht von einem heissen Körper auf einen kalten Körper von selbst über, wenn beide sich berühren (oder bestrahlen). Hier wird Wärme von höherer Temperatur verwandelt in Wärme von niederer Temperatur. Beide Wärmequanta sind gleich. Der umgekehrte Vorgang kann nicht von selbst stattfinden, ebensowenig wie es möglich ist, dass Lichtstrahlen, welche von leuchtenden Flächen geringer Flächenhelligkeit (cf. 122.) herkommen, dem beleuchteten Körper eine grössere Flächenhelligkeit erteilen. Nur mit Hilfe einer gleichzeitigen Verwandlung von Arbeit in Wärme unter Hineinbeziehung eines dritten Körpers kann Wärme einem kalten Körper entnommen und einem heisseren zugeführt werden (Prinzip von Clausius). Nennt man die Verwandlung von Wärme höherer Temperatur in Wärme niedrigerer Temperatur und ebenso die Verwandlung von Arbeit in Wärme eine positive Verwandlung, die umgekehrten Verwandlungen negative, so kann man sagen, dass positive Verwandlungen stattfinden können, ohne dass gleichzeitig negative eintreten, dass aber negative Verwandlungen nicht stattfinden können, ohne dass gleichzeitig auch positive eintreten. Wird die Grösse der Verwandlung durch das bei ihr übergehende Wärme- oder Arbeitsquantum gemessen, so können bei irgend welchen natürlichen oder künstlichen Vorgängen drei Fälle eintreten: 1. Die Verwandlungen sind nur positiv oder 2. die positiven Verwandlungen sind grösser als die negativen oder 3. die negativen sind gleich den positiven (umkehrbare Prozesse). Allgemein gilt daher der als Konsequenz des Clausius'schen Prinzipes angenommene Satz, das bei irgend welchen Energieübergängen die Summe der Verwandlungen gleich Null oder grösser als Null sein muss. Dieser Satz wird als der zweite Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie bezeichnet. Seine Anwendung auf die verschiedensten physi-

Positive und negative Verwandlungen von Energie.

Prinzip von Clausius.

Zweiter Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie.

*) Diese Methode ist vom Verf. dahin modifiziert, dass an Stelle der mechanischen Reibung die mechanische Einwirkung eines rotierenden magnetischen Feldes (Drehstromfeldes) auf einen durch eine mechanisch messbare Gegenkraft (bifilare Aufhängung) festgehaltenen Kupfercylinder gesetzt, und die hierbei in dem völlig isoliert hängenden Kupfercylinder entstehende Wärme gemessen wird. Die ins Spiel kommenden elektrischen Wirkungen treten gar nicht in die Rechnung ein.

kalischen und chemischen Vorgänge zeigt, in welcher Richtung dieselben von *selbst* vor sich gehen, z. B. ob chemische Verbindungen oder Zersetzungen, ob Lösungen oder Ausscheidungen, ob Verdampfung oder Kondensation etc. eintreten wird, wenn die Körper sich selbst überlassen werden. Der von irgend einem Zeitpunkt oder Zustand eines abgeschlossenen Systems von Körpern an gerechnete Ueberschuss positiver

Entropie. Verwandlungen über negative wird als *Entropie* bezeichnet. Bis auf eine von jenem willkürlichen Anfangszustand abhängige Konstante ist daher die Entropie eine jedem Körpersystem zukommende Grösse. Im gesamten Universum strebt dieselbe einem Maximum zu.

Sowohl der erste als der zweite Hauptsatz lassen eine Verallgemeinerung auf alle Arten von Energieübergängen und Umwandlungen zu.

Die Dampfmaschine. 241. Die Verwandlung von Wärme in Arbeit hat eine sehr bedeutende, in die Kulturentwickelung des 19. Jahrhunderts tief eingreifende praktische und technische Verwendung in der *Dampfmaschine* gefunden. Nachdem *Papin* (1688), *Savery* und *Newcomen* (1705) durch *einseitige* Einwirkung des Dampfdruckes auf einen im Cylinder beweglichen Kolben die Möglichkeit gezeigt hatten, den Druck und die Wärme des Dampfes in Arbeit zu verwandeln, erfand *James Watt* 1763 seine *doppeltwirkende* Dampfmaschine. Indem die Hin- und Herbewegung eines Kolbens in einem Cylinder automatisch die Zu- und Abgangsrohre des Dampfes schliesst und öffnet, tritt der aus einem *Dampfkessel* zugeführte Dampf hoher Spannung abwechselnd in dem Tempo des Kolbens auf der einen oder anderen Seite desselben in den Cylinder ein und auf der entgegengesetzten Seite tritt der abgekühlte Dampf in die freie Atmosphäre (*Hochdruckmaschine*) oder in einen durch Einspritzung von Wasser abgekühlten Raum von niedrigem Druck, den *Kondensator*, ein (*Niederdruckmaschine*). Das *Aequivalent* für die auf den Kolben übertragene Arbeit ist ein Teil der von dem einströmenden Dampfe abgegebenen Wärme. Ein anderer Teil dieser Wärme wird an die äussere Luft bezw. den Kondensator abgegeben und ist ökonomisch als Energieverlust zu betrachten, der aber nach dem zweiten Hauptsatze unvermeidlich ist. In Heissluftmaschinen wird Arbeit gewonnen, indem sich heisse trockene Luft unter Wärmeverlust ausdehnt. *Gaskraftmaschinen* setzen die bei der Explosion von Leuchtgas und Luft entstehende Wärme in Arbeit um.

Die Leitung der Wärme.

Grundgesetz der Wärmeleitung.

242. Zwischen verschieden warmen Stellen eines und desselben oder zweier verschiedener sich berührender Körper findet ein Ausgleich der Temperaturen statt. Die Wärme strömt oder fliesst von den heisseren Teilen nach den kälteren. Der Körper **leitet** die Wärme. Die Schnelligkeit dieses Vorganges ist von den Dimensionen der Körper (Länge und Querschnitt des Leitungsweges), von der Temperaturdifferenz und von der bei verschiedenen Körpern sehr verschieden grossen Leitungsfähigkeit abhängig. Das hierfür von Newton gegebene Grundgesetz mag durch Fig. 92 erläutert werden. Eine sehr grosse Metallplatte von der Dicke s möge auf ihrer einen Seite AB mit siedendem Wasser, auf der andern Seite mit schmelzendem Eise andauernd in Berührung sein. Dann geht ein dauernder Wärmestrom in der Richtung des Pfeiles senkrecht zu AB und CD von der heissen zur kalten Seite. In dem durch Fig. 92 dargestellten Querschnitte wird die Temperatur kontinuierlich von 100^0 bei AB bis 0^0 bei CD abnehmen. $abcd$ stelle den Querschnitt eines in der Platte liegenden Würfels dar. Es möge die Fläche ab die Temperatur $t_2{}^0$, cd die Temperatur $t_1{}^0$ haben. Dann ist, wenn die Würfelfläche mit q, ihre Länge mit $l = bd$ bezeichnet wird, die in der Zeiteinheit von ab nach cd strömende Wärmemenge w

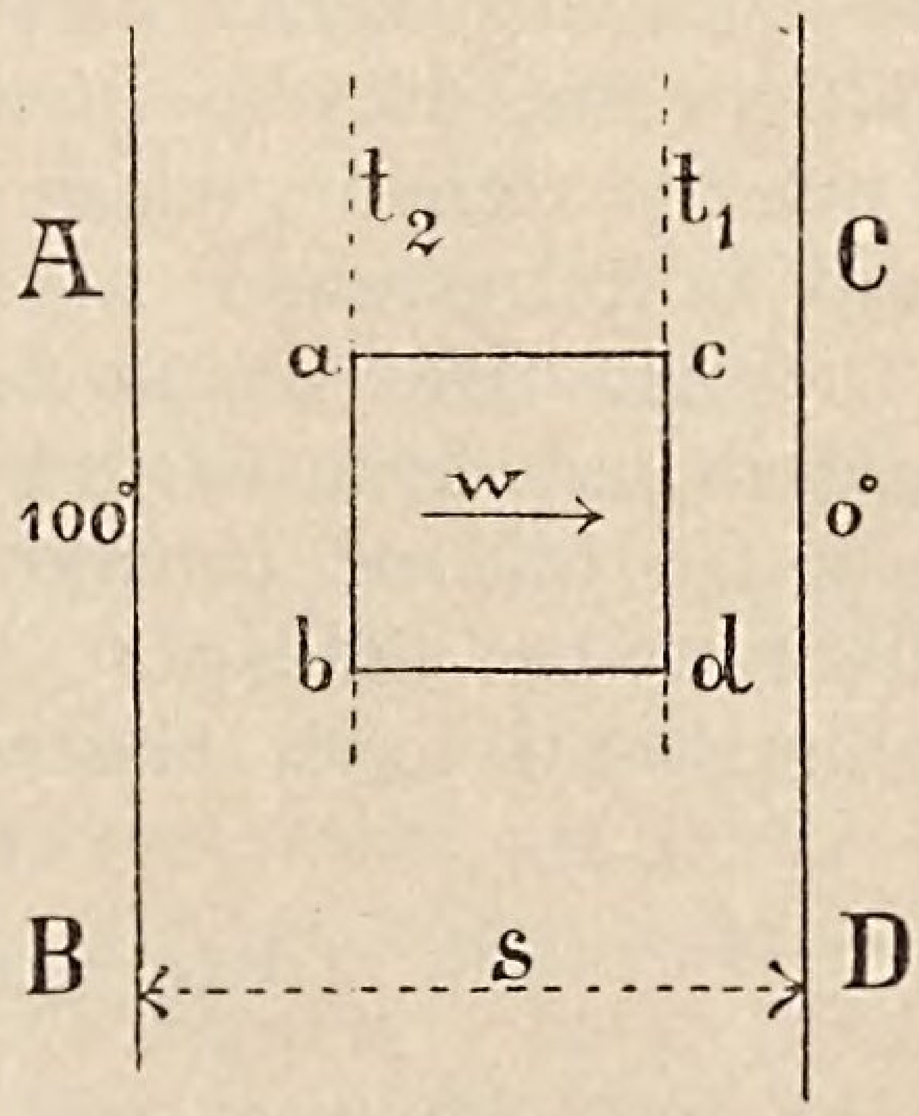


Fig. 92.

$$w = k \cdot q \cdot \frac{t_2 - t_1}{l}.$$

Der hierin vorkommende Koeffizient k ist die **Wärmeleitungsfähigkeit** des Körpers. Beiläufig sieht man aus dieser Formel, dass, wenn $abcd$ so gross genommen wird, dass ab mit AB und cd mit CD zusammenfällt, alsdann $w = k \cdot q \cdot \frac{100}{s}$ wird. Wird in diesen Formeln w nach Grammkalorien, q nach Quadratcentimetern, l nach Centimetern ausgemessen und als Zeiteinheit die Sekunde genommen, so ist k für Silber 1,51, für Eisen 0,18, für Wasser $0{,}0_216$, für Luft $0{,}0_55$ (absolutes Mass). Meistens setzt man die Leitungsfähigkeit des Silbers, als des am besten leitenden Körpers gleich 100, dann werden die übrigen Zahlen 11,9, 0,106, $0{,}0_333$.

Innere und äussere Leitungsfähigkeit.

Diese so definierte Leitfähigkeit k wird als die **innere** bezeichnet im Gegensatz zu der **äusseren** k', welche angibt,

wie viel Wärme in der Zeiteinheit von einem Quadratcentimeter Oberfläche bei 1^0 Temperaturdifferenz an die umgebende atmosphärische Luft abgegeben wird.

Bestimmung der Leitungsfähigkeit

243. Zur experimentellen Bestimmung beider Koeffizienten k und k' bei festen Körpern bringt man die zu untersuchende Substanz in Stabform, lässt das eine Stabende durch die Wand eines mit siedendem Wasser gefüllten Gefässes gehen und beobachtet an dem in freier Luft befindlichen herausragenden Stabe die Temperaturabnahme nach dem anderen Ende zu, indem man sehr kleine Thermometer in Bohrlöcher des Stabes einsetzt oder Thermoelemente (vergl. unten 321) mit ihm in Berührung bringt. Je besser leitend der Stab ist, desto weiter erstrecken sich die hohen Temperaturen nach dem freien Ende zu. Die Berechnung von k und k' aus diesen Beobachtungen begründet sich auf das obige Newton'sche Gesetz. Im wesentlichen verhalten sich bei solchem Versuch die Leitungsfähigkeiten wie die Quadrate derjenigen Abstände vom heissen Ende, in denen gleiche Temperaturdifferenzen zwischen Stab und Luft bestehen.

244. Die Bestimmung der Leitungsfähigkeit für Flüssigkeiten und Gase wird dadurch sehr erschwert, dass sich Strömungen bilden, welche neben der eigentlichen Wärmeleitung auch einen Transport der Wärme mit den sich bewegenden Flüssigkeits- oder Gasteilchen bewirken.

Die Strahlung der Wärme.

Gemeinsame Gesetze der Licht- und Wärmestrahlung.

245. Wärme geht von jedem Körper durch Vermittelung des umgebenden Aethers unausgesetzt nach allen Seiten fort. Ebenso wie jeder bis zum Glühen erhitzte Körper Licht ausstrahlt, entsendet er auch Wärmestrahlen. Der gesamte Unterschied besteht in der Wellenlänge der erregten Aetherschwingungen. Die Wärmewellen sind um so länger, ihre Schwingungszahl per Sekunde ist um so kleiner, je niedriger die Temperatur des Körpers ist, der sie entsendet. Die Intensität dieser Wärmestrahlung hängt von der Substanz, von der Oberflächenbeschaffenheit und vor allem von der Temperatur des strahlenden Körpers ab. Dieselbe ist mit einem Wärme- und Energieverlust des Körpers verbunden, sofern nicht durch Einstrahlung oder Rückstrahlung von benachbarten andern Körpern ein Ersatz geschaffen wird. Treffen Wärmestrahlen auf einen zweiten Körper, so unterliegen sie denselben allgemeinen Gesetzen der Reflexion, der Brechung, der Absorption, der Interferenz der Beugung und der Polarisation (Knoblauch), wie die Lichtstrahlen (Konzentration der Wärmestrahlen

durch Linsen und Hohlspiegel in Brennpunkten). Von rauhen Oberflächen werden sie diffus reflektiert, vom glatten gespiegelt. Den durchsichtigen und undurchsichtigen Körpern analog unterscheidet man diathermane (Wärmestrahlen durchlassende) und adiathermane (Wärmestrahlen nicht hindurchlassende oder absorbierende) Körper.

Kirchhoff's Gesetz der Absorption und Emission.

246. Zwei sehr grosse ebene Fächen zweier verschiedener Körper I und II mögen sich in kleiner Distanz gegenüberstehen. I strahlt dann Wärme gegen II aus und umgekehrt. Die von jedem Quadratcentimeter von I in jeder Sekunde ausgehende Wärmemenge w_1 ist alsdann $e_1 \,.\, T_1$, worin e_1 von der Substanz und Oberflächenbeschaffenheit von I und T_1 von der Temperatur abhängig ist. Die Grösse e_1 wird als Emissionskoeffizient bezeichnet. Von der Wärmemenge w_1, die auf den Körper II trifft, nimmt dieser je nach seiner Substanz und Oberflächenbeschaffenheit mehr oder weniger durch Absorption auf. Der Quotient aus der von ihm absorbierten Wärme durch die auf ihn entsandte sei a_2, sein Absorptionskoeffizient. Dann wird offenbar unter der gemachten Voraussetzung sehr grosser sich bestrahlender Flächen und kleiner Distanz jedes Quadratcentimeter von II per Sekunde die Wärmemenge $a_2 e_1 T_1$ aufnehmen. Ebenso wird bei entsprechender Bedeutung von $a_1 e_2$ und T_2 jedes Quadratcentimeter von I in jeder Sekunde die Wärmemenge $a_1 e_2 T_2$ aufnehmen. Sind nun die Temperaturen der beiden Körper I und II dieselben, so wird auch durch die gegenseitige Wärmezustrahlung keine Aenderung derselben eintreten können. Eine einfache Ueberlegung zeigt, dass in diesem Falle jene beiden von I und II aufgenommenen Wärmemengen $a_2 e_1 T_1$ und $a_1 e_2 T_2$ gleich sein müssen und es muss daher, da $T_1 = T_2$ ist, $a_2 e_1 = a_1 e_2$ oder $\frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2}{a_2}$ sein. Dies bedeutet, dass für zwei beliebige Körper von gleicher Temperatur das Verhältnis $\frac{e}{a}$ immer dasselbe ist. Für andere Temperaturen und dadurch sich ändernde Wellenlängen werden die absoluten Werte von e und a andere und ebenso der Wert des Verhältnisses $\frac{e}{a}$ ein anderer (vgl. 167).

Verschiedenheit der Absorption für Licht und Wärme.

247. Sofern die Koeffizienten a und e von der Oberflächenbeschaffenheit der Körper abhängen, findet ein wesentlicher Unterschied zwischen Licht- und Wärmestrahlen nicht statt. Rauhe Oberflächen besitzen grösseres Absorptions- und Emissionsvermögen sowohl für Wärme als für Licht, glatte, polierte ein kleineres. Von erheblichem Einfluss ist die Substanz der Körper. Das durchsichtige Glas hat für Lichtstrahlen ein

kleines, für Wärmestrahlen ein grosses Absorptionsvermögen. Ebenso ist eine völlig durchsichtige Alaunlösung undurchlässig für dunkle Wärmestrahlen. Umgekehrt lässt eine Lösung von Jod wenig Licht hindurch, ist aber durchlässig für dunkle Wärme. Steinsalz ist sowohl für Licht als Wärme durchlässig. Kohle absorbiert beides fast vollständig. Durch die Bezeichnung dunkle Wärmestrahlen soll darauf hingewiesen sein, dass im Gegensatze dazu auch Strahlen, welche als Licht empfunden werden, gleichzeitig Wärmewirkungen ausüben, wenn auch in geringerem Grade als die ultraroten Strahlen. Lässt nun ein für ultrarote Strahlen adiathermaner Körper, z. B. die Alaunlösung, sichtbare Strahlen nahezu ungeschwächt durch, so gehen auch die mit diesen verbundenen Wärmewirkungen in demselben Masse ungeschwächt hindurch. Die atmosphärische Luft lässt die sichtbaren kurzwelligen Sonnenstrahlen leicht hindurchgehen; die mit ihnen verbundenen Wärmewirkungen werden von der Erde aufgenommen; dagegen werden die von der dunklen Erde ausgehenden Wärmestrahlen in der Atmosphäre absorbiert. Das Emissionsvermögen der Erde mit der sie vor übermässigen Wärmeverlusten schützenden Luftfülle ist daher ein kleines. Chemisch zusammengesetzte Gase, wie Kohlensäure, Wasserdämpfe, Dämpfe ätherischer Oele absorbieren die Wärme beträchtlich stärker als einfache Gase. Kohlensäure- und Wasserdampfgehalt der unteren Luftschichten nehmen also einen beträchtlichen Teil der von der Erde ausgestrahlten Wärme auf, und, indem sie sich selber dadurch erwärmen, ersetzen sie durch Rückstrahlung teilweise den Wärmeverlust der Erde.

Messung von Wärmestrahlen.

248. Zur experimentellen Ermittellung des Verhaltens der Wärmestrahlen lässt man dieselben auf thermoskopische Körper mit schwarzer, berusster Oberfläche fallen Diese absorbieren alle sie treffenden Strahlen und erwärmen sich dadurch. So kann die berusste Kugel eines Thermometers als Strahlungsmesser dienen, wenn die eingestrahlten Wärmemengen gross genug sind, die Masse des Thermometers zu erwärmen. Um ganz geringe Strahlungsmengen wahrnehmbar und messbar zu machen, muss einmal die Masse des bestrahlten Messapparates eine möglichst kleine sein und zweitens muss eine sehr kleine Temperaturerhöhung von ihm angezeigt werden können. Mit grossem Erfolge wird dies durch die Melloni'sche Thermosäule erreicht, bei welcher nur die berussten Lötstellen einer zarten, abwechselnd aus zwei verschiedenen Metallen zickzackförmig zusammengesetzten Thermosäule (s. 321) um Bruchteile eines Grades erwärmt zu werden brauchen, um dadurch einen vollkommen messbaren elektrischen Strom zu entwickeln. Die Stärke dieses Stromes ist der Einstrahlung

proportional. Noch vollkommener und empfindlicher ist die Messung der Wärmestrahlen mit dem Bolometer. Hier sind es die allerzartesten mit Platinschwarz überzogenen Drähte, welche durch Strahlung erwärmt werden und diese Temperaturänderung gleichfalls durch eine elektrische Beobachtungsmethode (s. 322) messbar machen lassen,

Handelt es sich darum, die Wärmestrahlen nach ihrer Wellenlänge zu trennen, so lässt man sie ebenso, wie die Lichtstrahlen, durch einen Spalt treten und durch ein Prisma ablenken. Nur muss jetzt das Glasprisma, welches die ultraroten langwelligen Strahlen nicht mehr durchlässt, durch ein Steinsalzprisma ersetzt werden. Die Strahlungsintensitäten in dem dunklen Teile des so entworfenen Spektrums werden dann durch linear geformte, dem Spalt und der Prismakante parallel gestellte Thermosäulen oder Bolometer gemessen.

Achtes Kapitel.

Magnetismus und Elektrizität.

Allgemeine Kennzeichen der magnetischen und elektrischen Erscheinungen.

249. Magnetische und elektrische Vorgänge und Zustände bekunden sich erstens darin, dass gewisse molekulare, chemische, thermische und optische Wirkungen an denjenigen Körpern auftreten, welche wir als magnetisch oder elektrisch bezeichnen; zweitens darin, dass zwischen diesen Körpern massenbewegende (ponderomotorische) Kräfte zu beobachten sind, welche der Schwerkraft ähnlich auf beliebige Entfernungen hin sich bethätigen, und drittens darin, dass Veränderungen in dem elektrischen und magnetischen Zustande eines Körpers in geeigneten anderen, beliebig fernen Körpern verwandte Aenderungen elektrischer oder magnetischer Natur hervorrufen. Art der elektrischen und magnetischen Kräfte.

Für die magnetischen oder elektrischen Zustände ist kennzeichnend eine Dualität oder Polarität derart, dass jedem speziellen Zustand eines Körpers ein zweiter gegenübergestellt werden kann, bei welchem die vorhandenen Kräfte in die entgegengesetzte Richtung umschlagen. Polarität.

Vermittelung der Fernwirkung durch den Aether.

Dass die zwischen räumlich getrennten Körpern wirkenden Kräfte von der Beschaffenheit des Zwischenraumes und der in diesem etwa vorhandenen Körper abhängig sind, ist erst durch feinere Beobachtungen erkannt worden (Faraday). Den alles durchdringenden Lichtäther betrachtet man hypothetisch als den Vermittler der elektrischen und magnetischen Fernwirkungen. Der magnetische oder elektrische Zustand selber wird als ein Zwangszustand des Aethers angesehen, der den ganzen umgebenden Raum in Mitleidenschaft zieht und dessen plötzliche, schnelle Aenderungen sich nach Art der Lichtwellen nach allen Seiten hin durch den Aether mit Lichtgeschwindigkeit fortpflanzen.

Magnetischer und elektrischer Zustand.

Magnetische Körper unterscheiden sich, abgesehen von vielen speziellen Verschiedenheiten, von den elektrischen Körpern im allgemeinen dadurch, dass der Magnetismus an das Molekül des Körpers gebunden ist, und, wenn dieses etwa durch Wegätzen zerstört wird, selber mit verschwindet. Die Elektrizität geht dagegen mehr oder weniger leicht von einem Molekül auf das andere über und scheint in gewissen Fällen mehr in einem Zwangszustande der Umgebung des elektrisierten Körpers, als in einem solchen seiner einzelnen Teile zu bestehen.

Magnetische Körper.

Natürliche Magnete.

250. Den alten Griechen war es schon bekannt, dass in der Nähe der kleinasiatischen Stadt Magnesia ein Stein vorkommt, der Eisen anzieht. Derselbe wurde Magnet (μάγνης) genannt. Dieser auch an andern Orten (besonders in Schweden) gefundene »Magneteisenstein« ist eine Zusammensetzung aus Eisenoxyd und Eisenoxydul. Eisenfeilicht setzt sich besen- oder bürstenförmig an seine vorspringenden Kanten und Ecken. Diese verhalten sich einem sogleich zu beschreibenden künstlichen Magneten gegenüber insofern verschieden, als sie eine bestimmte Spitze des letzteren teils anziehen, teils abstossen. Ausser dem Eisen werden auch in schwächerem Masse einige andere Körper (Nickel, Kobalt) angezogen.

Künstliche Magnete.

251. Stäbe aus gehärtetem Stahl erhalten durch Bestreichen mit natürlichen Magneten selbst und dauernd die Eigenschaften dieser. Die beiden Stabenden »Pole« zeigen dann vorzugsweise die Anziehung von Eisenfeilicht. Die polare, entgegengesetzte Natur der beiden Enden tritt hervor, wenn man noch einen zweiten, künstlichen Magneten hinzunimmt. Jeder Pol des einen Magneten zieht den einen Pol des zweiten Magneten an und stösst den anderen ab. Einem dritten Magneten, nämlich der Erde, gegenüber verhalten sich die

Magnetstäbe so, dass, wenn sie frei beweglich aufgestellt werden, alsdann ein Pol ungefähr nach Norden, der andere nach Süden zeigt. Hiernach unterscheidet man die beiden Stabenden als Nordpol und Südpol. Man findet, dass die *gleichnamigen Pole sich abstossen, die ungleichnamigen sich anziehen.*

Diese Erscheinungen der Anziehung und Abstossung verlieren mit zunehmender Entfernung zwischen den sich beeinflussenden Magneten schnell an Stärke; sie werden aber kaum merklich gestört, wenn andere Körper (ausser Eisen, Nickel etc.) zwischen die Pole gestellt werden, und ebensowenig, wenn der Versuch im Vakuum gemacht wird.

Das magnetische Feld und die Kraftlinien.

Magnetisches Feld.

252. Der gesamte, einen Magnetstab umgebende Raum wird das *magnetische Feld* desselben genannt, das man sich beliebig soweit ausgedehnt denken mag, als man noch Kraftäusserungen des Stabes in demselben beobachten kann und will. Sind gleichzeitig mehrere Magnete vorhanden, so überlagern sich ihre Felder. In jedem magnetischen Felde, gleichgültig, ob dasselbe von einem oder mehreren Magneten herrührt, lässt sich in jedem einzelnen Punkte desselben eine ganz bestimmte Richtung angeben, in welche der Nordpol einer dorthin gebrachten, verschwindend kleinen und daher das ganze Feld nicht störenden Magnetnadel hingetrieben wird. Diese Richtung wird als die Kraftrichtung des Feldes an jener Stelle bezeichnet. Sie ist genau entgegengesetzt derjenigen Richtung, in welche an demselben Orte des Feldes ein Südpol hingetrieben wird. Eine völlig frei bewegliche, kleine Magnetnadel stellt sich daher in einem magnetischen Felde derart ein, dass die Linie Südpol—Nordpol in die Kraftrichtung des Feldes fällt. Führt man eine unendlich kleine Magnetnadel derart in dem magnetischen Felde fort, dass man ihren Mittelpunkt immer genau in der Kraftrichtung weiterbewegt, so beschreibt man eine *Kraftlinie*. Die Kraftlinien entspringen an der Seite des Nordpoles (s. Fig. 93) und biegen zum Südpol hin, von wo aus sie in dem Magneten selber zu ihrer Ursprungsstelle zurückgeführt werden können (in der Zeichnung punktiert). Jede Kraftlinie bildet somit eine *in sich ge-*

Kraftlinien.

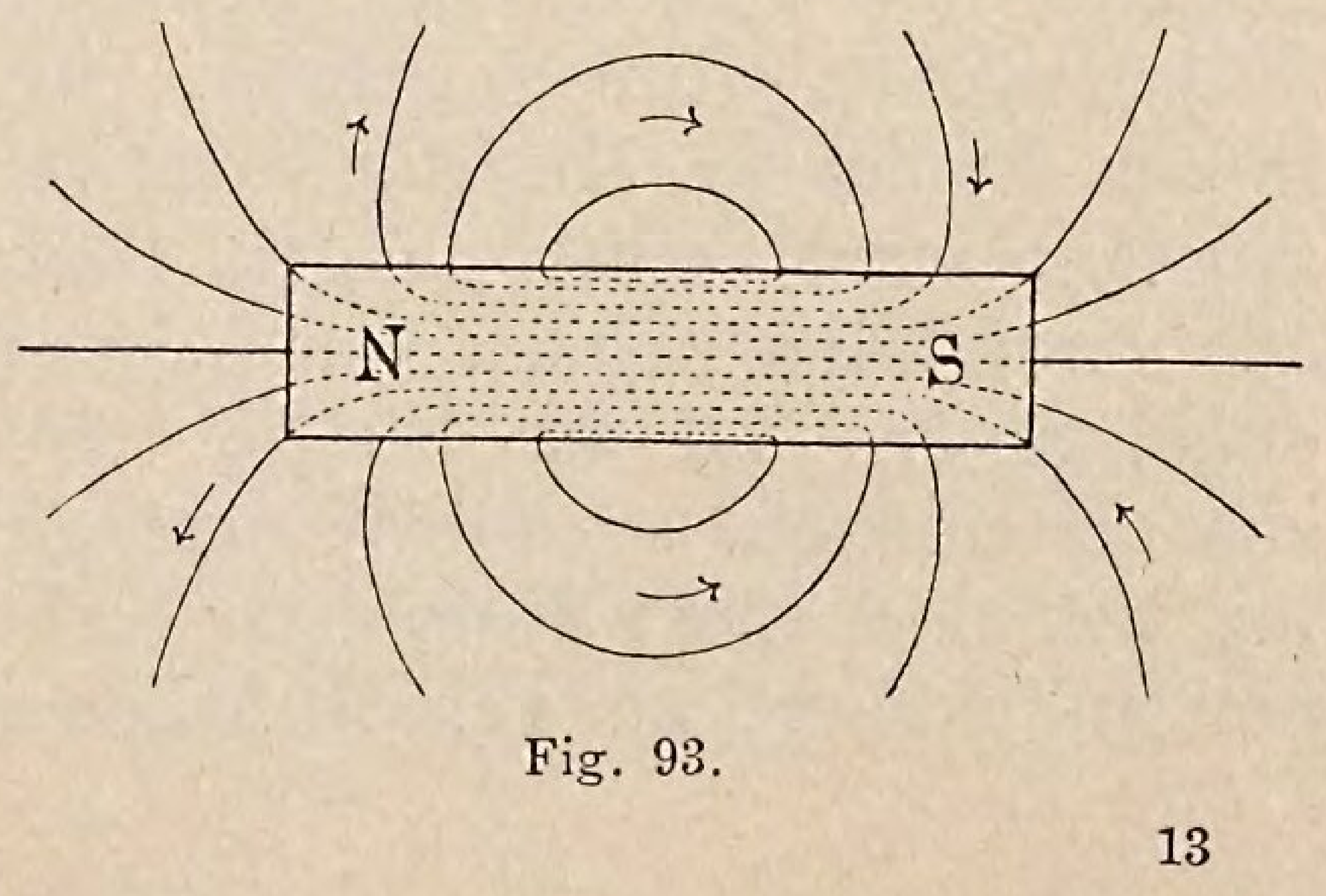


Fig. 93.

schlossene Bahn; sie wird von keiner anderen Kraftlinie, deren man beliebig viele zeichnen kann, durchschnitten. Die in Fig. 93 gezeichneten Pfeile geben die Richtung einer freibeweglichen Magnetnadel an, deren Nordpol nach der Pfeilspitze zu liegt. Das ganze System der Kraftlinien wird als magnetischer Kraftfluss oder magnetische Strömung bezeichnet. Einen von einem Bündel benachbarter Kraftlinien eingeschlossenen Raum nennt man eine Kraftröhre. Unter allen Kraftlinien ist eine und nur eine, welche geradlinig von der Seite des Nordpoles bis ins Unendliche geht und ihren Schluss durch eine aus dem entgegengesetzt Unendlichen, geradlinig nach dem Südpol laufende Linie findet. Diese Linie heisst die magnetische Axe. Die Fig. 93 ist in einer durch die magnetische Axe gelegten Ebene gezeichnet. Man findet die Lage der Kraftlinien im ganzen Raum, wenn man sich die Figur um die Axe gedreht denkt, wobei der Stab *NS* als ein cylindrischer und völlig symmetrisch magnetisierter angenommen ist.

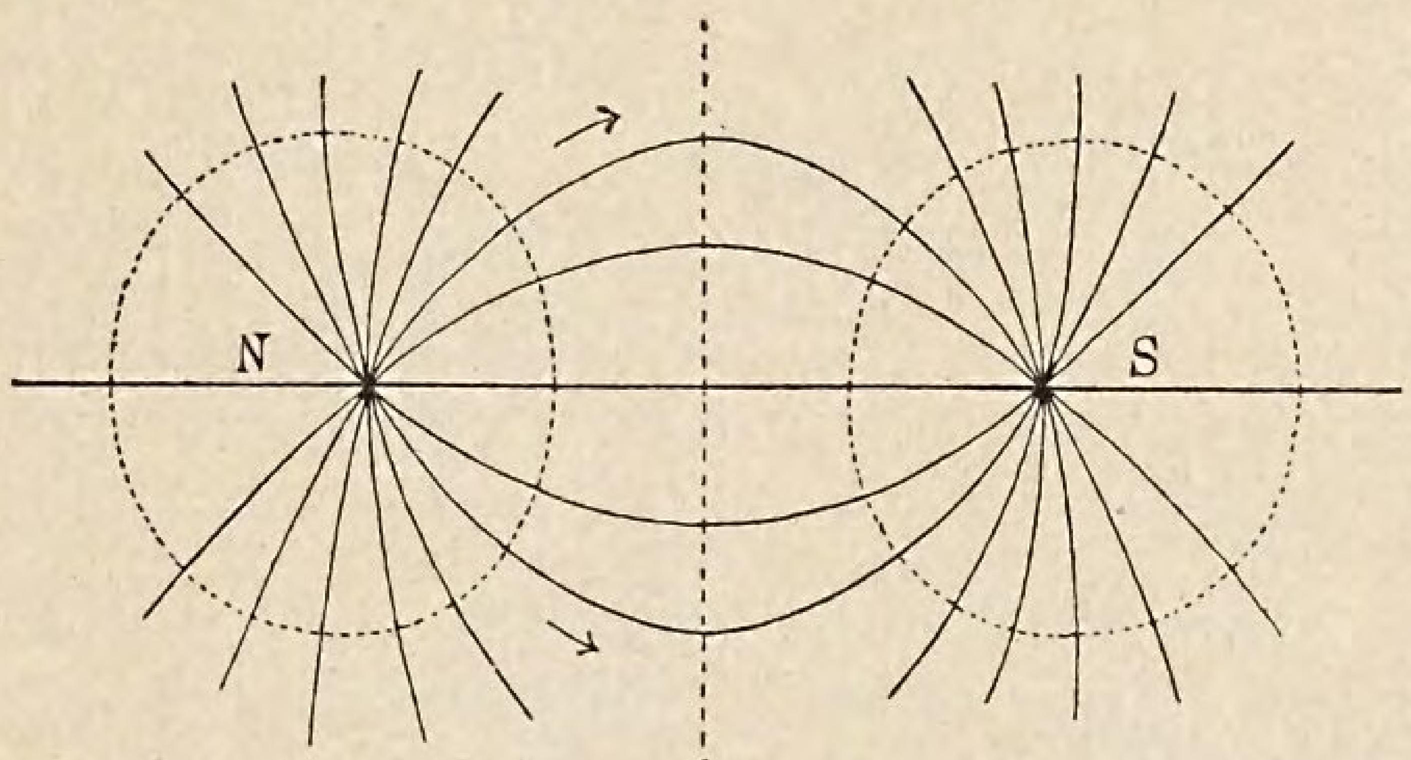


Fig. 94.

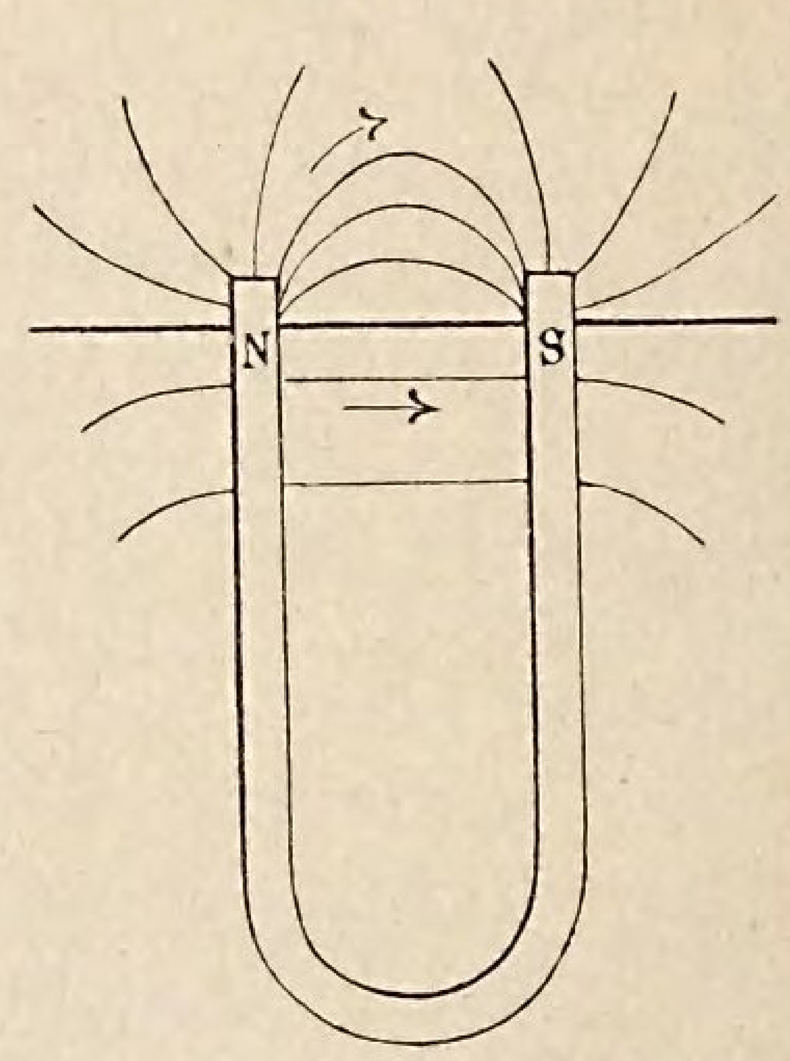


Fig. 95.

Hufeisenmagnet.

Bei einer anderen Form des Magneten bleibt bis auf diese zuletzt erwähnte Rotationsfigur alles über die Kraftlinien Gesagte bestehen und nur die Form derselben schliesst sich der abgeänderten Form des Magneten an. Ist z. B. der Stahlkörper von hufeisenförmiger Gestalt, so lässt sich derselbe so magnetisieren, dass die beiden Enden sich wie Nord- und Südpol eines Stabmagneten verhalten. In einer durch die beiden Pole senkrecht zur Hufeisenfläche gelegten Ebene ist alsdann der Verlauf der Kraftlinien, wie es in Fig. 94 die ausgezogenen Linien zeigen. In der Ebene des Hufeisens selber laufen die Kraftlinien etwa wie in Fig. 95. Wenn es möglich wäre, einen langen Stab so zu magnetisieren, dass alle Kraftlinien nahezu aus einem Punkte der Nordpolseite entsprängen und am Südpol ebenso wieder in einen Punkt zusammenliefen, so würde man gewissermassen einen Nordpol für sich und einen Südpol für sich haben. In diesem Falle, der nur angenähert zu verwirklichen ist, sind die Kraftlinien um

beide Pole geradlinig, wie die Radien einer Kugel, nach allen Seiten gleichmässig verteilt.

253. An diesem fingierten, angenähert durch die Fig. 94 erläuterten Fall lässt sich der Begriff der magnetischen Niveauflächen in einfacher Weise erklären. Konstruiert man nämlich um einen dieser Pole konzentrische Kugelflächen (in Fig. 94 punktiert), so werden diese offenbar senkrecht von den Kraftlinien durchsetzt. Dies sind Nieveauflächen. Senkrecht zu den Kraftlinien muss die Kraft überall Null sein, also auch in der Richtung der Tangentialfläche, die man an die Niveauflächen legt. Man kann daher innerhalb einer Niveaufläche einen einzelnen fingierten magnetischen Pol verschieben, ohne dass Kräfte dies befördern oder hindern, d. h. man kann ihn ohne Arbeitsleistung oder Arbeitsgewinn längs einer Niveaufläche bewegen, ebenso wie ein Wassertropfen im Niveau einer Flüssigkeit, welches ja auch senkrecht zu der Kraftrichtung ist, ohne Arbeit verschoben werden kann. In dem Falle wirklicher Magnete, bei denen an allen Punkten des Feldes die Einwirkung beider Pole vorhanden ist, erleidet die Form der Niveauflächen erhebliche Aenderung. Schon in Fig. 94 ist die punktierte Linie sichtlich abweichend von der Kugelgestalt. Diejenige Niveaufläche, welche die magnetische Axe in ihrer Mitte senkrecht schneidet, ist eine Ebene (in Fig. 94 gleichfalls punktiert). Die Niveauflächen oder Flächen konstanten magnetischen Potentiales schneiden sich ebensowenig, wie die Kraftlinien sich untereinander schneiden. Magnetische Niveauflächen.

254. Die Aufsuchung der Kraftlinien eines magnetischen Feldes ist unmittelbar experimentell ausführbar, wenn man auf ein in das Feld gelegtes Kartenblatt Eisenfeilicht, oder besser, reines, chemisch niedergeschlagenes Eisenpulver streut. Die Eisenteilchen legen sich dann strahlenförmig aneinander (vergl. unten 257.) und markieren die Kraftlinien. Aus ihnen lassen sich dann konstruktiv die senkrecht zu ihnen liegenden Niveauflächen ableiten. Experimentelle Darstellung der Kraftlinien.

255. Das geometrische Bild des Kraftliniensystemes veranschaulicht zugleich, in welcher Weise sich die Intensität der Kraft im magnetischen Felde ändert. Da nämlich, wo die Kraftlinien eng aneinander gedrängt liegen, also in der Nähe der Pole, ist die Kraft am grössten. Allgemein kann man sagen, dass die Grösse der Kraft an irgend einer Stelle des Feldes der Zahl derjenigen Kraftlinien proportional ist, welche hier durch die Einheitsfläche (also etwa 1 qcm) der Niveauflächen hindurchgehen. Da die Zahl der Kraftlinien, welche man überhaupt in einem Felde ziehen kann, eine beliebig grosse ist, so ist die durch sie dargestellte Darstellung der relativen Intensität des Feldes durch Kraftlinien.

Kraft = Fläche 2. Dimens. Fläche Quadrat
Menge = Raum 3. Dimens. Raum Kubus

Intensitätsverteilung zunächst eine relative, d. h. nur das Verhältnis zwischen zwei Punkten des Feldes angebende. Um ein absolutes Mass der Intensität zu gewinnen, geht man zweckmässiger von anderen (unter 262. angegebenen) Definitionen der magnetischen Kräfte aus.

Das Gesetz von Coulomb.

Das Gesetz von Coulomb.

256. Fingiert man ebenso wie in 253 einen einzelnen punktförmigen magnetischen Pol, so werden die von diesem ausgehenden Kraftlinien nach allen Richtungen des Raumes geradlinig und gleichmässig dicht zu zeichnen sein, beispielsweise so, dass auf jeden Quadratgrad (cf. 130.) einer um den Pol gelegten Kugel, je eine Kraftlinie kommt. Lässt man den Radius dieser Kugel wachsen, etwa auf das Zweifache, so wächst die Kugelfläche auf das Vierfache und die Zahl der auf ein Quadratcentimeter Kugelfläche fallenden Kraftlinien geht auf $^1/_4$ zurück. Die Kraft nimmt daher bei doppelter Entfernung vom Pole auf $^1/_4$ ab, ebenso bei dreifacher Entfernung auf $^1/_9$. Allgemein ist die Kraft dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional. Diese Beziehung ist historisch als erstes den Massbestimmungen magnetischer Kräfte zu Grunde liegendes Gesetz von Coulomb 1784 gefunden. Derselbe hing einen langen dünnen Magnetstab horizontal an einem Torsionsdrahte auf und brachte in die Nähe des einen Poles den gleichnamigen Pol eines zweiten langen Magnetstabes. Die abstossenden Kräfte wurden durch die bei der Ablenkung entstehende Torsion des Fadens in relativem Masse gefunden und verhielten sich umgekehrt wie die Quadrate der Abstände der sich beeinflussenden Pole. Letztere konnten wegen der Länge der Stäbe als annähernde Verwirklichung des idealen Falles einzelner Pole betrachtet werden.

Die magnetische Induktion.

Paramagnetische Körper.

257. Wenn in ein magnetisches Feld Körper wie Eisen, Stahl, Nickel, Kobalt (paramagnetische Körper) gebracht werden, so verhalten sie sich selber wie Magnete. Dem Kraftflusse entgegen liegt ihr Südpol, in seiner Richtung ihr Nordpol. Man kann diese als Induktion bezeichnete Erscheinung so auffassen, dass jene Körper

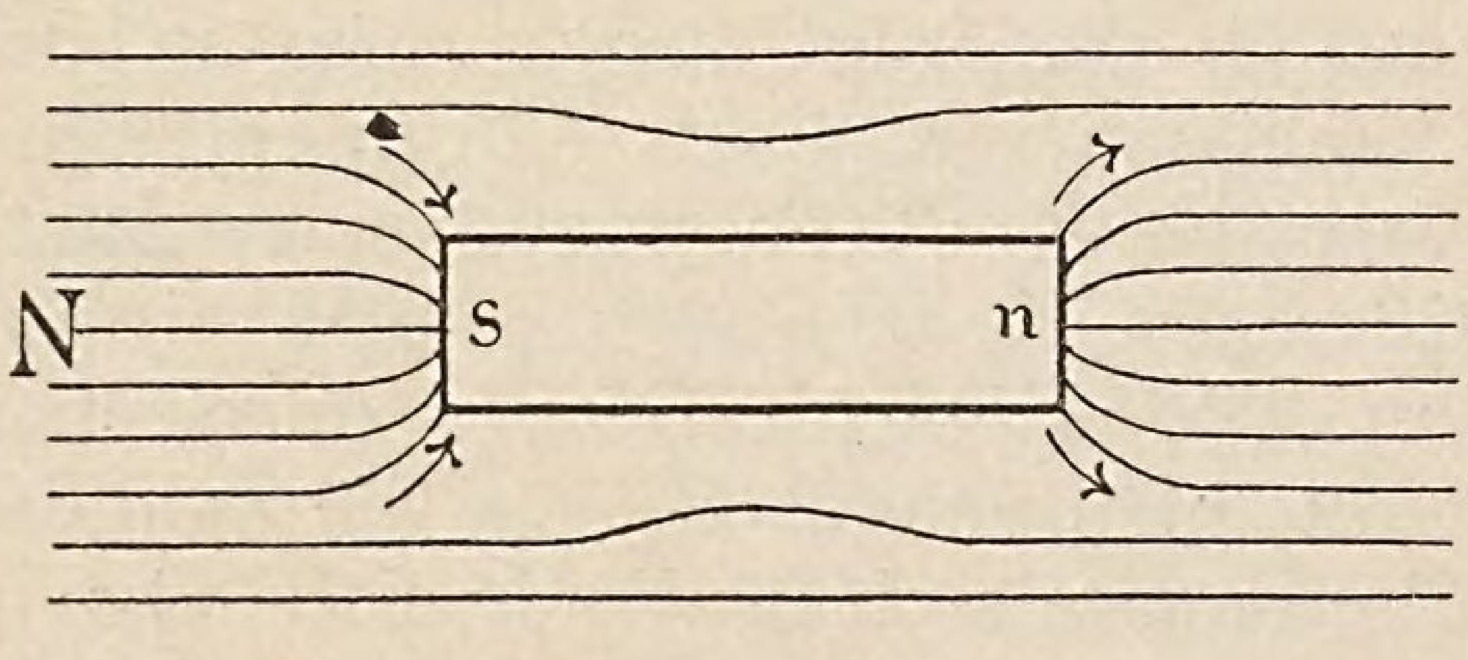


Fig. 96.

die Kraftlinien des Feldes auf sich hinziehen, wie dies durch Fig. 96 erläutert wird. Von der Seite *N*, also etwa einem irgendwie gegebenen Nordpol aus, laufen die parallel gezogenen Kraftlinien und werden bei *s* in den Körper gezogen, bei *n* divergierend fortgelassen. Die eingezeichneten kleinen Pfeile zeigen wieder die Stellung einer Magnetnadel in der Nähe des induzierten Körpers. Andere Körper, wie Wismuth, Antimon, Zink, Silber, gewisse Krystalle, auch eingeschlossene Gase (diamagnetische Körper) stossen die Kraftlinien von sich ab und stellen sich im magnetischen Felde mit ihrer Längsdimension quer gegen die Kraftlinien (Fig. 97).

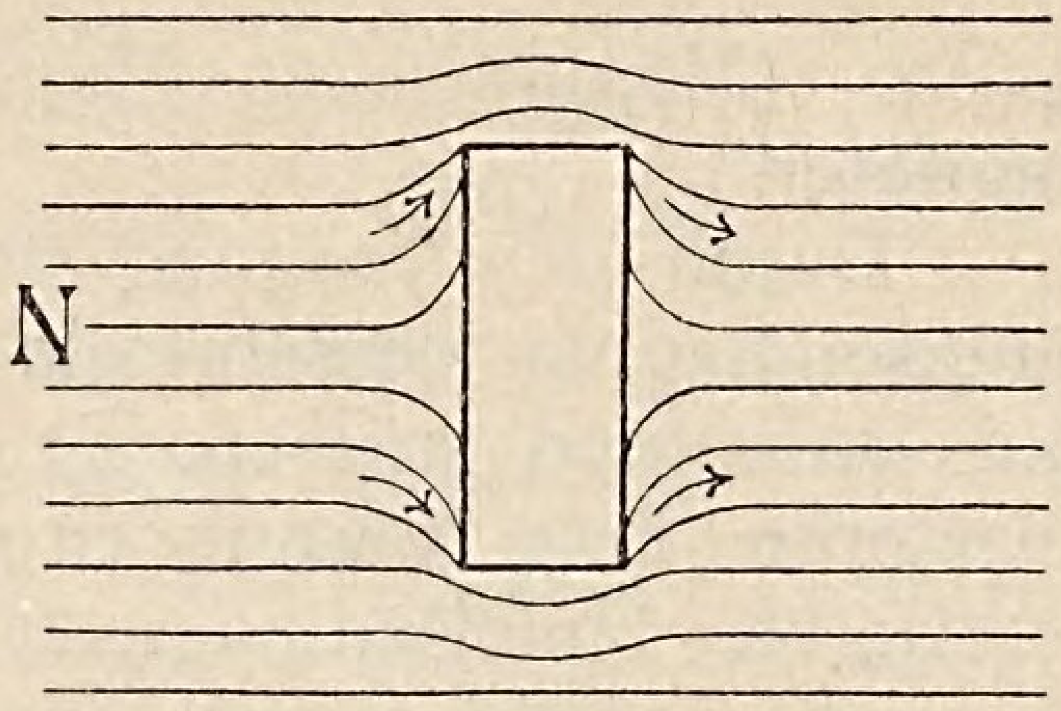


Fig. 97.

Diamagnetische Körper.

Aus der Induktion paramagnetischer Körper erklärt sich leicht das Phänomen der Anziehung von Eisenfeilicht durch einen Magneten. Der Nordpol des letzteren zieht den ihm benachbarten induzierten Südpol des Eisenteilchens stärker an, als er den etwas entfernteren Nordpol des letzteren abstösst. Die Anziehung überwiegt also. Ebenso erklärt sich, dass Eisenteilchen im magnetischen Felde strahlenförmig aneinander haften, da sich immer zwei entgegengesetzte induzierte Pole gegenüberstehen.

Erklärung der Anziehung von Eisen durch Induktion.

258. Die Stärke *I* der Induktion ist am grössten beim weichen reinen Eisen, geringer beim Stahl; sie ist ausserdem abhängig von der Stärke *F* des induzierenden Feldes. Für kleine Feldstärken ist *I* proportional *F*, so dass $I = \mu . F$ gesetzt werden kann, wenn man mit μ eine jedem Körper eigentümliche Induktionskonstante bezeichnet. Bei sehr grosser Feldstärke wächst *I* in kleinerem Verhältnis und nähert sich einem Maximalwert, dem Sättigungszustand des induzierten Körpers. Lässt man die Feldstärke wieder abnehmen, so geht *I*, mit Ausnahme ganz weicher Eisenstäbe, nicht in demselben Masse zurück, wie es entstanden war (Hysteresis) und wenn die Feldstärke Null geworden ist, behalten die induzierten Körper, insbesondere gehärteter Stahl, einen Teil des Magnetismus zurück (remanenter Magnetismus).

Stärke der Induktion.

Die Hysteresis ist besonders stark bei ringförmigen Eisen- oder Stahlkörpern bemerkbar, bei welchen eine Anzahl der Kraftlinien überhaupt nicht aus dem Körper heraustreten. Magnetisierten Stahlstäben erhält man ihren Magnetismus daher auf längere Zeit, wenn man sie durch Eisenstücke derart verankert, dass die Kraftlinien eine in sich zurücklaufende Bahn

Verankerung von Magneten.

finden. (Magnetisches Magazin; Verankerung von Hufeisenmagneten.)

Tragkraft. Durch den Vorgang der Induktion erklärt sich, dass ein Hufeisenmagnet, dessen Pole durch einen Eisenanker verbunden sind, bedeutend grössere Tragkraft hat, als die beiden einzeln belasteten Pole zusammengenommen. Die Tragkraft eines gesättigten Hufeisenmagneten nimmt in geringerem Masse zu als seine Grösse und ist angenähert der 3ten Wurzel aus dem Quadrate des Gewichtes proportional.

Die magnetischen Kräfte der Erde.

Magnetische Kraftlinien der Erde. 259. Die gesamte Erde verhält sich wie ein, wenn auch keineswegs sehr regelmässiger und symmetrischer Magnet. Die Kraftlinien des sie umgebenden Feldes treten an zwei Stellen (den magnetischen Polen), nämlich in der Baffin-Bay und südlich von Australien (78° N. B. 66° W. v. Gr. und 78° S. B., 114 O. v. Gr.) senkrecht durch die Erdoberfläche, dort von aussen nach innen, hier von innen nach aussen. Längs einer den Erdäquator flankierenden, teils mehr nördlich, teils mehr südlich laufenden Linie (dem magnetischen Aequator) liegen die Kraftlinien horizontal, ungefähr süd-nördlich. Vom Aequator nach dem nördlichen magnetischen Pol zu gehen die Kraftlinien immer steiler gegen die Horizontale geneigt, annähernd nach Norden gerichtet, ins Erdreich. Auf der südlichen Halbkugel kommen sie von südlicher Richtung schräg aus dem Erdreich hervor. An jedem einzelnen Orte kann man für beschränkten Umkreis die Kraftlinien als unter sich parallel betrachten (homogenes magnetisches Feld). Man beschreibt das für einen Ort vorhandene magnetische Feld vollständig, wenn man die Richtung der Kraftlinien und die Intensität des Feldes angibt. Die Richtung wird durch zwei Winkel, den Deklinationswinkel δ und den Inklinationswinkel i ausgedrückt. Die Deklination ist derjenige Winkel, welchen die durch die Kraftlinien gelegte senkrechte Ebene (magnetische Meridianebene) mit der Ebene des astronomischen Meridians bildet. Es ist dies derselbe Winkel, den eine in horizontaler Ebene drehbare Nadel (Kompass) mit der Richtung Süd-Nord bildet. Die Inklination ist der Winkel, den die Kraftlinien mit der horizontalen Ebene oder mit der Schnittlinie von magnetischer Meridianebene und horizontaler Ebene bilden. Die Intensität des Feldes ist gleich der Kraft, mit welcher ein magnetischer Nordpol in der Richtung der Kraftlinien fortgezogen wird, und kann entweder als Totalintensität T angegeben werden oder als die (leichter zu messende) in die Horizontalebene fallende

Komponente H derselben. Beide sind durch die Beziehung $H = T \cdot \cos i$ miteinander verbunden (s. Fig. 98), so dass, wenn H und i bekannt sind, $T = \frac{H}{\cos i}$ berechnet werden kann. Die drei Grössen δ, i und H heissen die erdmagnetischen Elemente eines Ortes. Sie sind auf Anregung von Humboldt und Gauss für viele Orte der Erde ermittelt. Ihre Zahlenwerte sind beständigen kleinen Schwankungen (Variationen) unterworfen, welche teils periodischer Natur (tägliche, jährliche und säkulare Variationen), teils unregelmässig (Störungen, magnetische Ungewitter) sind, und im letzteren Falle vielfach gleichzeitig mit Nordlichtern und Eruptionen an der Sonnenoberfläche stattfinden. Bestimmt man für einen und denselben Zeitpunkt die magnetischen Elemente für viele Orte der Erde, so lässt sich ein zusammenfassendes Bild (Halley) über die Beschaffenheit des Erdmagnetismus zu dieser Zeit gewinnen, indem man auf der Karte alle Orte gleicher Deklination, gleicher Inklination und gleicher Intensität durch Kurven (Isogonen, Isoklinen, Isodynamen) verbindet. Die Deklination ist gegenwärtig in Europa eine westliche und beträgt in Deutschland von Osten nach Westen zunehmend 7—14°.

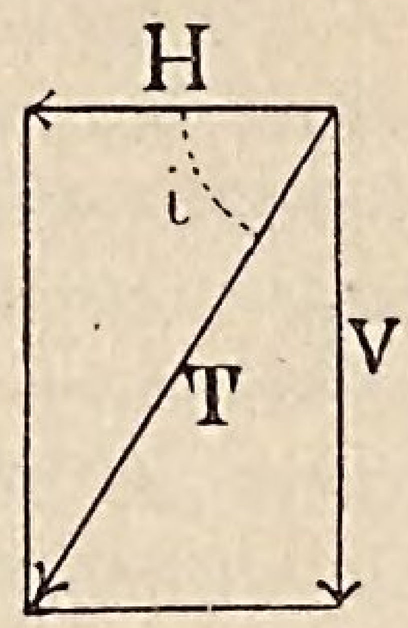


Fig. 98.

Die magnetischen Elemente.

Deklinationsbestimmung.

260. Man bestimmt die Deklination, indem man den Winkel misst, welchen die magnetische Axe einer in horizontaler Ebene drehbaren Nadel mit dem astronomischen Meridian bildet. Da die magnetische Axe nicht notwendig mit der geometrischen Symmetrieaxe der Nadel zusammenfällt, so ist hiezu eine Doppelbeobachtung mit umgelegter (um 180° um die Längsaxe gedrehter) Nadel erforderlich.

Inklinationsbestimmung.

Zur Bestimmung der Inklination wird eine Nadel mit einer durch ihren Schwerpunkt gehenden horizontalen Drehaxe versehen und so gestellt, dass dieselbe in der magnetischen Meridianebene frei beweglich ist. Man misst den Winkel zwischen der magnetischen Axe der Nadel und der Horizontalebene. Aus gleichem Grunde, wie bei der Deklination, ist eine Doppelbeobachtung nach Umlage der Nadel erforderlich, ausserdem ist noch wegen etwaiger Abweichung des Schwerpunktes von der Axe ein zweites Paar von Beobachtungen nach erfolgter entgegengesetzter Magnetisierung der Nadel notwendig. Indirekt lässt sich der Inklinationswinkel i finden, wenn man die Intensität der horizontalen und die der vertikalen Komponente der Kraft, H und V, in irgend einem Masse misst. Dann ist nämlich (s. Fig. 98) $\operatorname{tg} i = \frac{V}{H}$.

Relatives Mass der Horizontalintensität.

Ein relatives, d. h. an eine ganz spezielle Magnetnadel geknüpftes und daher nicht allgemein vergleichbares Mass der Horizontalintensität H gewinnt man nach Humboldts Vorgange, indem man die Schwingungsdauer der Nadel beobachtet, welche der Quadratwurzel aus der Horizontalintensität proportional ist. Allgemein vergleichbar ist das von Carl Friedrich Gauss in höchster Vollkommenheit ersonnene »absolute Mass« der Horizontalintensität, welches zugleich die klassische Grundlage für die gesamten elektrischen Messungen bildet.

Das absolute Masssystem magnetischer Grössen.

Das Vorstellungsbild der Magnetismusmenge.

261. Während es für die Erkenntnis der qualitativen Wirkungen magnetischer Körper vorteilhaft ist, von dem Bilde der Kraftlinien auszugehen, welches schon seiner unmittelbaren Darstellbarkeit wegen ein anschauliches ist, erweist es sich für die rechnungsmässige quantitative Bestimmung magnetischer Kräfte als zweckmässiger, an dem älteren Bilde festzuhalten, nach welchem man sich den magnetischen Zustand eines Körpers bestehend denkt aus einer gewissen Menge von nordmagnetischer imponderabeler Substanz und einer gleich grossen, aber räumlich getrennten Menge von Südmagnetismus.

Konstitution eines Magnetstabes.

Die Vorstellung, welche man sich hiernach von der Konstitution eines Magnetstabes zu bilden hat, ist folgende: Jedes Molekül ist ein Magnet für sich und enthält ein Quantum Nordmagnetismus $+m$ und ein gleich grosses Quantum Südmagnetismus $-m$, welche in der Richtung der Axe räumlich getrennt sind. Durch den Magnetisierungsprozess (Bestreichen oder Magnetisierung auf elektrischem Wege) wird in allen Molekülen eine Trennung von zunächst gleich grossen Mengen der beiden Magnetismusarten hervorgerufen. Die in der Mitte des Stabes gelegenen Moleküle erfahren dann von beiden Seiten durch die übrigen eine grössere Vermehrung ihres Magnetismus durch Induktion, als die an den Enden gelegenen, nur einseitig beeinflussten. Nun stösst in der Axenrichtung immer $+m$ des einen Moleküls mit $-m$ des andern zusammen. Das nach der Mitte zu gelegene m ist das grössere; es wird daher für die Wirkung nach aussen überwiegen. So kann man, trotz gleich grosser Mengen von Süd- und Nordmagnetismus in jedem einzelnen Molekül, dennoch, rücksichtlich der Wirkung nach aussen, auf der einen ganzen Hälfte des Magnetstabes einen Ueberschuss von Nordmagnetismus, auf der andern einen solchen von Südmagnetismus annehmen.

Freier Magnetismus.

Dieser »freie Magnetismus« besitzt in völliger Analogie mit dem Schwerpunkte der ponderabelen Materie einen magnetischen Schwer-

punkt, den man als Magnetpol bezeichnet. Des weiteren kann man sich somit einen Magnetstab von endlichen Dimensionen rücksichtlich seiner Wirkung nach aussen ersetzt denken durch zwei magnetische Massenpunkte, einen Nordpol und einen Südpol, von denen der eine die Magnetismusmenge $+m$, der andere die Menge $-m$ enthält. Gauss zeigte theoretisch und experimentell, dass in der That die anziehenden und abstossenden Kräfte zweier Magnetstäbe dargestellt und rechnerisch verfolgt werden können, wenn man an ihrer Stelle zwei aus je zwei magnetischen Massenpunkten bestehende Magnete fingiert, falls man nur die Entfernungen zwischen den Magnetstäben sehr gross im Verhältnis zu ihren Dimensionen wählt. Für nahe Distanzen kann man wirkliche Magnete nur durch verwickeltere magnetische Punktsysteme ersetzen. Magnetische Pole.

262. Auf Grund der so gewonnenen Vorstellung von magnetischen Massenpunkten lautet das Coulomb'sche Gesetz von der Kraft K, mit welcher sich zwei magnetische Massenpunkte m_1 und m_2 in der Entfernung r anziehen oder abstossen

$$K \text{ proportional } \frac{m_1 \, m_2}{r^2}.$$

Ist das Vorzeichen von m_1 und m_2 das gleiche, so ist die Kraft eine abstossende (positive), andernfalls eine anziehende (negative). Das Gesetz spricht also nur die Proportionalität der Kraft mit den Massen und dem umgekehrten Quadrat der Entfernung aus.

Durch Definition wird nun nach Gauss festgesetzt, dass diejenige Magnetismusmenge als Einheit gelten soll, welche, punktförmig konzentriert gedacht, auf eine ebenso grosse zweite Menge in der Entfernung der Längeneinheit des Centimeter*) die absolute Krafteinheit des Dyn ausübt. Einheit der Magnetismusmenge.

Hierdurch wird aus der Proportionalität des Coulombschen Gesetzes die Gleichheit

$$K = \frac{m_1 \, m_2}{r^2},$$

deren Bedeutung darin liegt, dass durch sie magnetische Grössen durch die mechanischen Einheiten der Kraft und der Länge numerisch ausgedrückt werden können. Dieser grundlegenden Definition schliessen sich die folgenden an:

1. Unter dem magnetischen Moment M eines (fingierten, aus zwei Polen bestehenden) Magnetstabes soll das Produkt Einheit des magnetischen Momentes.

*) Gauss hat bei seinen Messungen nicht das Centimeter, sondern das Millimeter als Längeneinheit benutzt, ebenso das Milligramm an Stelle der jetzt gebräuchlichen Einheitsmasse des Gramm.

aus der Poldistanz l und der Magnetismusmenge m eines der Pole verstanden werden.

$$M = m\,l.$$

Derjenige wirkliche Magnet hat das Moment Eins, der auf eine grosse Entfernung hin genau so wirkt, wie ein fingierter Magnet in derselben Entfernung von der Poldistanz 1 cm und der Polstärke Eins.

Einheit der Feldintensität.

2. Die Intensität eines magnetischen Feldes findet ihr Mass durch die Kraft, mit welcher ein nordmagnetischer Massenpunkt von der Menge $+1$ in der Richtung der Kraftlinien fortgetrieben wird. Dasjenige magnetische Feld hat also die Intensität Eins, welches auf die Magnetismusmenge Eins die Kraft Eins ausübt.

Die Horizontalintensität des Erdmagnetismus würde also dann gleich Eins sein, wenn die horizontale Komponente des erdmagnetischen Feldes die Magnetismusmenge Eins mit der Kraft von 1 Dyn nach Norden zöge. Oder: die Horizontalintensität gibt an, mit wie viel Dyn die Magnetismusmenge Eins nach magnetisch Nord gezogen wird.

Experimentelle Bestimmung der Horizontalintensität und des magnetischen Momentes in absolutem Masse.

263. Die experimentelle, numerische Auswertung von H geschieht nach Gauss durch die Kombination zweier, mit demselben Magnetstab vom Momente M angestellter Versuche, von denen der eine einen Wert $A = M\,.\,H$, der andere einen Wert $B = \frac{2\,M}{H}$ ergibt. Wenn A und B numerisch bestimmt werden, findet man aus beiden Gleichungen sowohl M als H.

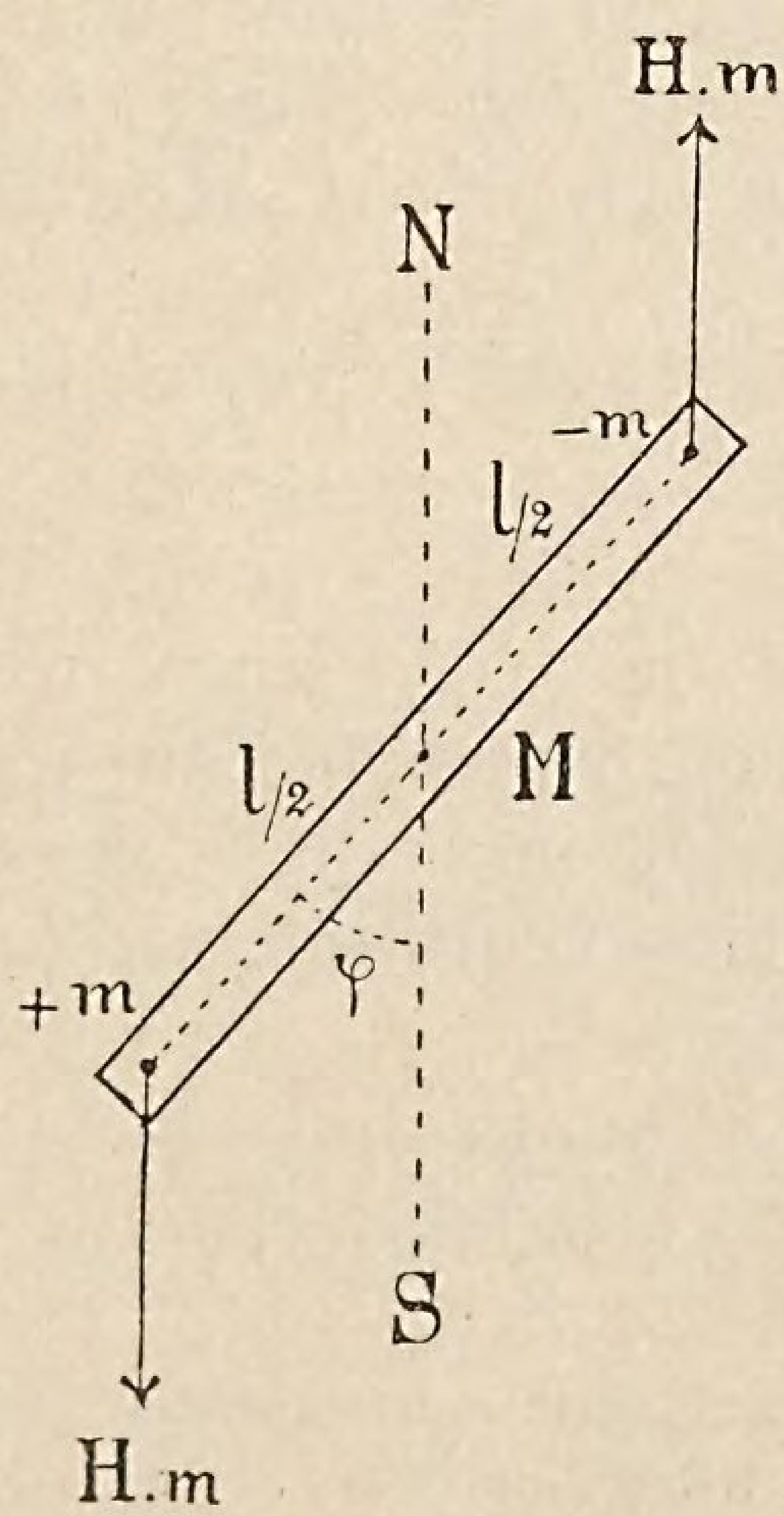


Fig. 99.

Das Produkt $M\,.\,H$ findet man aus der Schwingungsdauer des in horizontaler Ebene schwingenden Magnetstabes. In Fig. 99 sei ein an einem Faden aufgehängter, in horizontaler Ebene schwingender Magnet abgebildet. Hinsichtlich seines Verhaltens zu den weit entfernten, magnetischen Massen der Erde kann man ihn ersetzt denken durch zwei Punkte $+m$ und $-m$. Auf $+m$ wirkt die Kraft $H\,.\,m$, auf $-m$ die gleiche, entgegengesetzt gerichtete Kraft. Das Drehungsmoment jeder dieser Kräfte ist $H\,.\,m\,.\,\frac{l}{2}\sin\varphi$, wenn φ die jeweilige Abweichung von der Gleichgewichtslinie

im Meridian ist. Da beide Drehungsmomente sich addieren, so ist das gesamte Drehungsmoment $D = H \,.\, ml \,.\, \sin\varphi$ oder $H \,.\, M \,.\, \sin\varphi$. Die Direktionskraft ist also (cf. 47, S. 43) $M \,.\, H$. Das Bewegungsgesetz des schwingenden Magneten muss genau dasselbe, wie das eines physischen Pendels sein, da die Kräfte während der Bewegung parallel bleiben und da die Drehungsmomente dem sinus des Ablenkungswinkels in beiden Fällen proportional sind. Daher wird in der Schwingungsformel für das physische Pendel nur die dortige Direktionskraft durch $M \,.\, H$ zu ersetzen sein, um sie auf den schwingenden Magneten in Anwendung zu bringen. Man hat demnach

$$t = \pi \sqrt{\frac{\mathrm{M}}{M \,.\, H}},$$

worin wieder M das Trägheitsmoment des Magnetstabes ist, welches durch Längenmessung und Massenbestimmung durch Centimeter und Gramm numerisch angegeben wird. Aus der Formel folgt $MH = \frac{\pi^2 \,.\, \mathrm{M}}{t^2}$. Die Zeit t wird nach der Zeiteinheit der Sekunde gemessen.

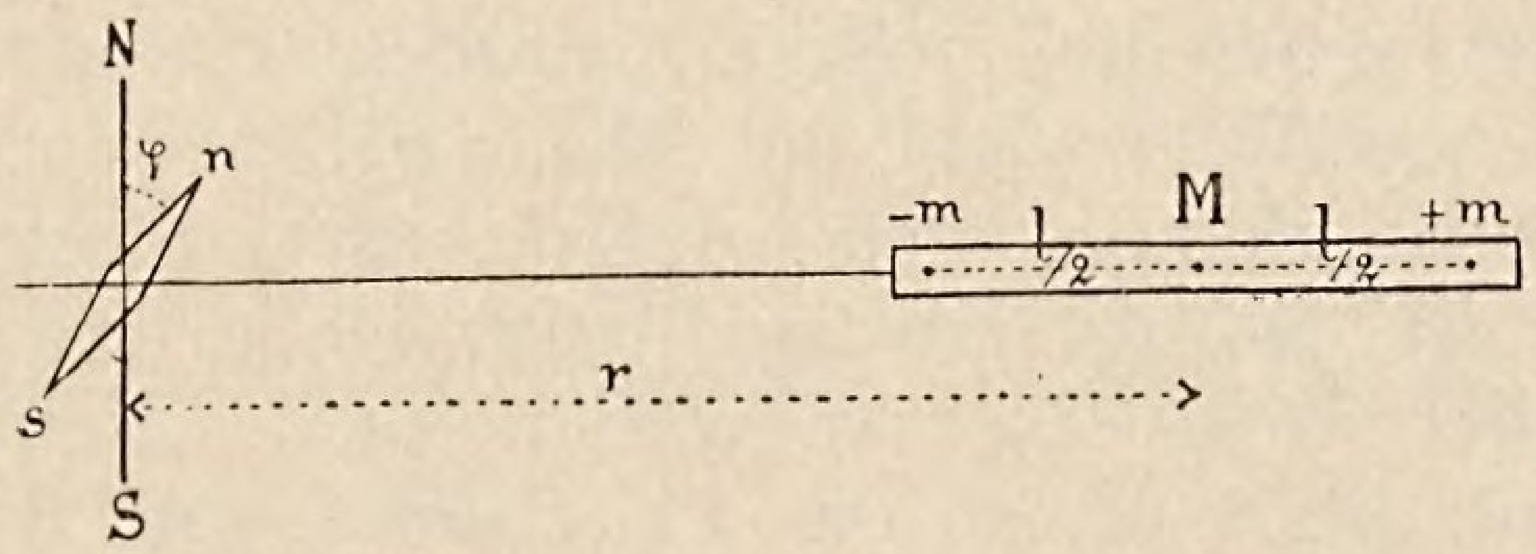


Fig. 100.

Zur Ausmessung von $\frac{2M}{H}$ stellt man, wie in Fig. 100, denselben Magnetstab vom Momente M östlich oder westllich von einer Hülfsnadel ns auf. Letztere wird dadurch um den Winkel φ abgelenkt. Alsdann müssen die vom Erdmagnetismus einerseits und die vom Magnetstabe M andererseits auf die Hilfsnadel ausgeübten Drehungsmomente einander gleich und entgegengesetzt gerichtet sein. Ersteres ist $H \,.\, \mu \,.\, \sin\varphi$, wenn μ das Moment der Hilfsnadel ist. Das letztere findet man, wenn man nach dem Coulomb'schen Gesetz die 4 Kräfte in Ansatz bringt, welche zwischen den Polen n und $+m$, n und $-m$, s und $+m$, s und $-m$ stattfinden, und diese Kräfte mit ihrem Abstand von der Drehungsaxe der Hilfsnadel multipliziert. Die entstehenden, etwas verwickelten Formeln vereinfachen sich, wenn man die Entfernung r der Mitte des ablenkenden Stabes M von der Hilfsnadel als sehr gross im Verhältnis zu den Dimensionen der Magnete setzen kann. Man findet dann in sehr grosser Annäherung

für das von M auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment $\frac{2M.\mu}{r^3}\cos\varphi$. Durch Gleichsetzung beider Drehungsmomente, wobei μ ganz herausfällt, ergibt sich

$$H.\sin\varphi = \frac{2M}{r^3}.\cos\varphi$$

$$\text{oder } \frac{2M}{H} = r^3.\operatorname{tg}\varphi.$$

Der Quotient $\frac{2M}{H}$ wird also durch Ausmessung einer Länge r (nach Centimetern) und eines Winkels φ numerisch gefunden. Durch Kombination mit dem numerischen Werte von $M.H$ findet man sowohl M als H in absolutem, auf cm, gr und sec. reduziertem Masse ($C.G.S$).

Der Wert von H beträgt zur Zeit in Deutschland etwa 0,17 bis 0,22; er nimmt nach dem Süden und nach dem Osten zu. Für die magnetischen Momente von gut magnetisierten Stahlstäben findet man im äussersten Falle etwa 40 absolute Einheiten pro Gramm Gewicht.

Bestimmung der Magnetismusmenge in absolutem Masse.

264. Für einen Magnetstab von 100 gr Gewicht und 10 cm Länge sei beispielsweise ein Moment von 2000 gefunden. Man würde aus dieser Zahl die Magnetismusmenge seiner Pole berechnen können, wenn deren Abstand genau angebbar wäre. Dies ist jedoch nur schätzungsweise etwa durch Beobachtung der Eisenfeilichtkurven möglich. Nehmen wir an, dass sich auf diese Weise ein Polabstand von 8 cm ergeben hätte, so wäre, da $M = m.l$, $m = \frac{M}{l} = \frac{2000}{8} = 250$. Jeder Pol dieses Magneten würde daher mit einer Kraft von $250.H$, also rund mit $250 \times 0{,}2 = 50$ Dyn in horizontaler Richtung fortgezogen. Diese von der Erde ausgeübte, dem Gewichte von 50 mgr annähernd entsprechende Kraft ist also eine sehr kleine.

Die Reibungselektrizität.

Elektrische Anziehung.

265. Es war schon im Altertum bekannt, dass der Bernstein (ἤλεκτρον) durch Reibung mit Wolle oder Pelz die Eigenschaft gewinne, leichte Körperchen anzuziehen. Dieser »elektrische«, zunächst durch seine Anziehungskraft gekennzeichnete Zustand tritt auch bei der Reibung anderer Körper, wie z. B. bei allen sonstigen Harzarten und beim Glase auf.

Positive und negative Körper.

Derselbe erscheint in einer ähnlich doppelten Art, wie der magnetische Zustand. Zwei elektrisierte Körper gleicher Art stossen sich ab; dagegen zieht eine elektrisierte Glaskugel eine solche von Harz an. Die Glaselektrizität wird als positive,

die Harzelektrizität als **negative** bezeichnet. Ferner zeigt sich, dass nicht bloss der geriebene Körper, sondern auch der reibende elektrisch wird, und zwar werden beide ungleichnamig elektrisch. Auch können einzelne Körper je nach der Natur des Reibzeuges, bald positiv, bald negativ elektrisch werden. In der Reihenfolge: Haare (Fuchsschwanz), poliertes Glas, Reibungsreihe. Wolle, Papier, Seide, mattes Glas, Kautschuk, Harze, Schwefel, Kollodium, wird jeder Körper, mit einem der vorangehenden gerieben, negativ, mit einem nachfolgenden gerieben, positiv.

Im Unterschied von den magnetischen Körpern findet sich auf den geriebenen elektrischen nur immer die **eine** Art von Elektrizität und in weiterem Unterschied ist der elektrische Zustand gewisser Körper, z. B. der Metalle, ausserordentlich leicht von einem Körper auf einen andern und längs eines andern übertragbar, so dass derselbe in keiner ausgesprochenen Beziehung zu den einzelnen Molekülen des Körpers zu stehen scheint, jedenfalls aber nicht auf einen polaren Zustand der letzteren zurückzuführen ist.

Die Fähigkeit, den elektrischen Zustand, der an einer Leitung. Stelle eines Körpers erregt ist, über die ganze Oberfläche zu verbreiten, ist eine sehr verschiedene. Man unterscheidet danach **gute und schlechte Leiter**. Erstere, zu denen die Metalle gehören, werden durch Reiben nur in geringem Masse elektrisch; zu letzteren gehören die oben genannten Körper der Reibungsreihe. Jene werden als **Konduktoren**, diese als **Isolatoren** bezeichnet.

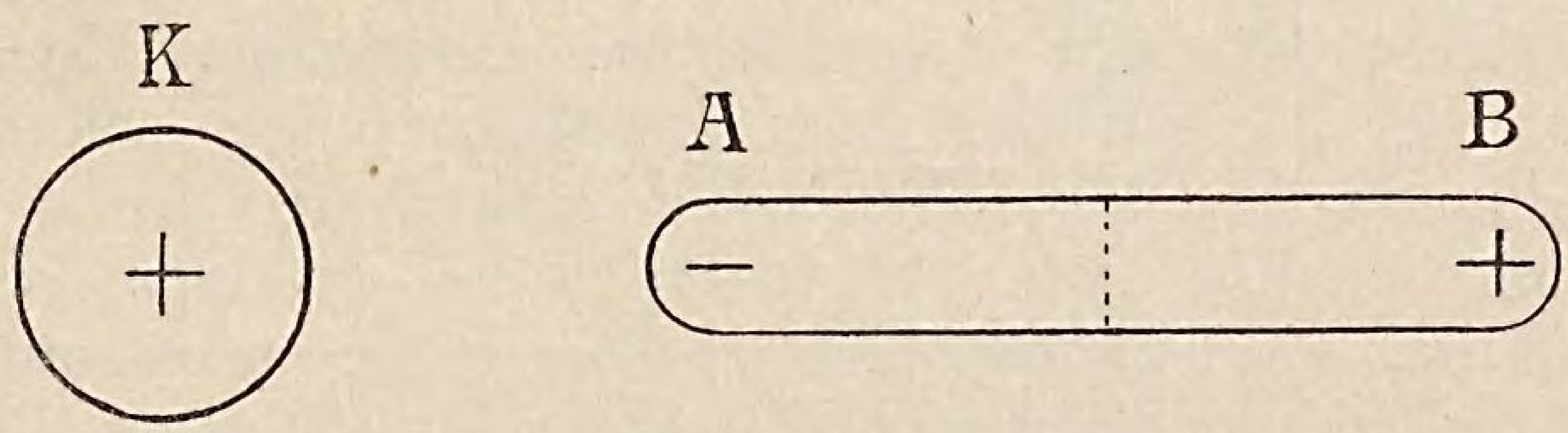


Fig. 101.

266. Wird ein elektrisierter Körper, z. B. eine geriebene Influenz. Glaskugel *K*, in die Nähe eines Konduktors *AB* gebracht, welcher isoliert aufgestellt ist (Fig. 101), so tritt **elektrische Influenz** ein, d. h. das der Kugel zugewandte Ende *A* verhält sich wie ein negativer, das abgewandte Ende *B* wie ein positiver Körper. Trennt man *AB* in der Mitte durch und entfernt man *K*, so enthält *A* nur negative, *B* nur positive Elektrizität. Leitet man vor der Trennung von *A* und *B* den Konduktor ab, d. h. setzt man ihn für einen kurzen Augenblick durch einen Leiter, z. B. die feuchte Hand, mit der ganzen Erde in leitende Verbindung, so wird die auf der Seite *A*

befindliche (in unserem Falle negative) Elektrizität (Influenzelektrizität erster Art) nicht abgeleitet, wohl aber die auf der Seite *B* befindliche, mit *K* gleichnamige (Influenzelektrizität zweiter Art). Wird jetzt *K* entfernt, so ist der ganze Konduktor *AB* negativ elektrisch. Die elektrische Influenz ist von dem ähnlichen Vorgange der magnetischen Induktion also dadurch unterschieden, dass die influenzierten Elektrizitäten trennbar sind. Wenn der wohlisolierte Konduktor *AB* ursprünglich nicht elektrisch ist und auch nicht ableitend berührt wird, so verschwindet der durch Influenz hervorgerufene elektrische Zustand momentan und vollständig, sobald *K* beseitigt wird.

Dielektrizität.

267. Die Influenz hängt ihrer Stärke nach von der Beschaffenheit der zwischen dem influenzierenden und influenzierten Körper vorhandenen Substanz ab. Ist dieser Raum mit einem der in 265 genannten Isolatoren erfüllt, so ist die Influenz durchweg stärker, als wenn nur Luft dazwischen wäre.

Jedem Körper entspricht ein spezieller Grad solcher Einwirkung. Diese von Faraday (1837) entdeckte Beziehung führt zu der Vorstellung, dass die Nichtleiter zwar auch aus Molekülen bestehen, die einer Influenz fähig sind, dass aber diese Moleküle untereinander durch nichtleitende Substanzen getrennt sind. So soll sich also die influenzierende Wirkung von Molekül zu Molekül durch die Masse des Isolators fortpflanzen. Man bezeichnet die Isolatoren rücksichtlich dieser Eigenschaft als Dielektrica. Bei den Dielektricis ist demnach eine an das Molekül gebundene Polarität ähnlich wie bei den magnetischen Körpern anzunehmen. Derjenige Koeffizient, welcher die Verstärkung der Influenzwirkung seitens der Dielektrica angibt, heisst Dielektrizitätskonstante.

Einfluss der Dielektrica auf die Anziehungs- und Abstossungskräfte.

268. Ebenso, wie die Stärke der Influenz von den dielektrischen Zwischenkörpern abhängig ist, muss auch die Grösse der von elektrisierten Körpern ausgeübten anziehenden oder abstossenden Kräfte abhängig von den Zwischenkörpern sein. Denn die Anziehung zweier ungleichnamiger oder die Abstossung gleichnamiger oder auch die Anziehung eines ursprünglich unelektrischen Körpers durch einen elektrischen findet mehr oder weniger immer unter gleichzeitiger Influenz statt und, ebenso wie bei den analogen magnetischen Kräften, hängt die Grösse der Kräfte von der Menge der teils ursprünglich vorhandenen, teils durch Influenz gebildeten Elektrizitäten ab. Der Einfluss der dielektrischen Zwischenkörper auf die Grösse der Kräfte ist übrigens analog demjenigen, welchen weiche Eisenmassen ausüben, die sich zwischen zwei sich anziehenden oder abstossenden Magnetpolen befinden.

269. Abgesehen von dem Einflusse der Dielektrica gilt nun für die Grösse der Kräfte zwischen zwei elektrisierten Körpern ein völlig analoges Gesetz wie für magnetische Kräfte, welches gleichfalls von Coulomb mittelst der Drehwage gefunden wurde (vergl. oben 256.). Sind nämlich m_1 und m_2 Zahlen, welche in irgend einem Masse die Stärke der Elektrisierung der beiden sich anziehenden oder abstossenden Körper ausdrücken und ist r ihre Entfernung, so ist die Kraft proportional $\frac{m_1 m_2}{r^2}$. Hierin bedürfen die Grössen m_1 und m_2 noch einer genaueren, erst aus dem folgenden zu entnehmenden Begriffsformulierung. Gesetz von Coulomb.

Die elektrostatischen Grundbegriffe.

270. Sobald in einem Systeme von elektrischen und unelektrischen Körpern keine neue Elektrizitätserregung und keine Ableitung stattfindet, tritt elektrostatisches Gleichgewicht ein. Um die in diesem Falle vorhandenen Kräfte und Beziehungen in möglichst einfacher Weise darstellen und rechnerisch verfolgen zu können, hält man zweckmässig an der Vorstellung fest, wonach man den elektrischen Zustand eines Körpers auf das Vorhandensein von quantitativ bestimmbaren, positiven und negativen Elektrizitätsmengen zurückführt, analog der Vorstellung der Magnetismusmenge. Hiernach denkt man sich z. B. auf einer elektrisierten Glaskugel ein gewisses Quantum $+m$ von positiver Elektrizität vorhanden. In metallischen Konduktoren mag man sich, so lange sie unelektrisch sind, beide Elektrizitätsarten bereits vorhanden, aber nach gleichen Mengen gemischt vorstellen, oder aber man nehme an, dass beim Akte der Influenz beide Elektrizitätsmengen auf dem influenzierten Konduktor neu geschaffen werden. Elektrizitätsmenge.

271. Ist elektrostatisches Gleichgewicht in einem Systeme von Körpern vorhanden, so kann der ganze umgebende Raum als ein elektrisches Feld bezeichnet werden. Jedem Punkte dieses Feldes entspricht eine nach Grösse und Richtung ganz bestimmte, von den vorhandenen Körpern herrührende Kraft, welche in die Erscheinung tritt, sobald an diese Stelle ein kleiner, d. h. die sonstige elektrische Verteilung nicht beeinflussender, elektrischer Massenpunkt, etwa eine kleine elektrisierte Glaskugel, gebracht wird. Folgt man der Kraftrichtung, so erhält man eine elektrische Kraftlinie. Ganz ähnlich wie das magnetische Feld lässt sich auch das elektrische von Kraftlinien beliebig grosser Zahl durchziehen. Die elektrischen Kraftlinien sind aber keine in sich zurücklaufenden. Von der Elektrostatisches Feld. Elektrostatische Kraftlinien.

elektrisierten Kugel gehen die Kraftlinien radial nach allen Seiten ins Unendliche. Hat man ein System von 2 elektrisierten Körpern, z. B. einer kleinen geriebenen Glaskugel und einer ebensolchen Harzkugel, so verlaufen die Kraftlinien genau wie in Fig. 93 gezeichnet, wenn man sich dieselbe um die Linie NS gedreht denkt. Bei drei oder mehr elektrischen Punkten werden die Kraftliniensysteme entsprechend verwickelter. Immer aber wird man eine Schar von Flächen so legen können, dass diese überall von den Kraftlinien senkrecht durchsetzt werden. Längs dieser »elektrischen Niveauflächen« oder Potentialflächen (Flächen konstanten Potentiales) muss man offenbar einen elektrischen Massenpunkt ohne Arbeit verschieben können.

Potential. 272. Es lässt sich die Gestalt dieser Niveauflächen folgendermassen konstruieren, wenn die Elektrizitätsmengen des Systemes gegeben sind. Wenn z. B. m_1, m_2, m_3 ... die sämtlichen gegebenen elektrischen Massenpunkte sind (Fig. 102), so ziehe man nach einem Punkte p des Feldes die Linien r_1, r_2, r_3 ... und bilde die Summe

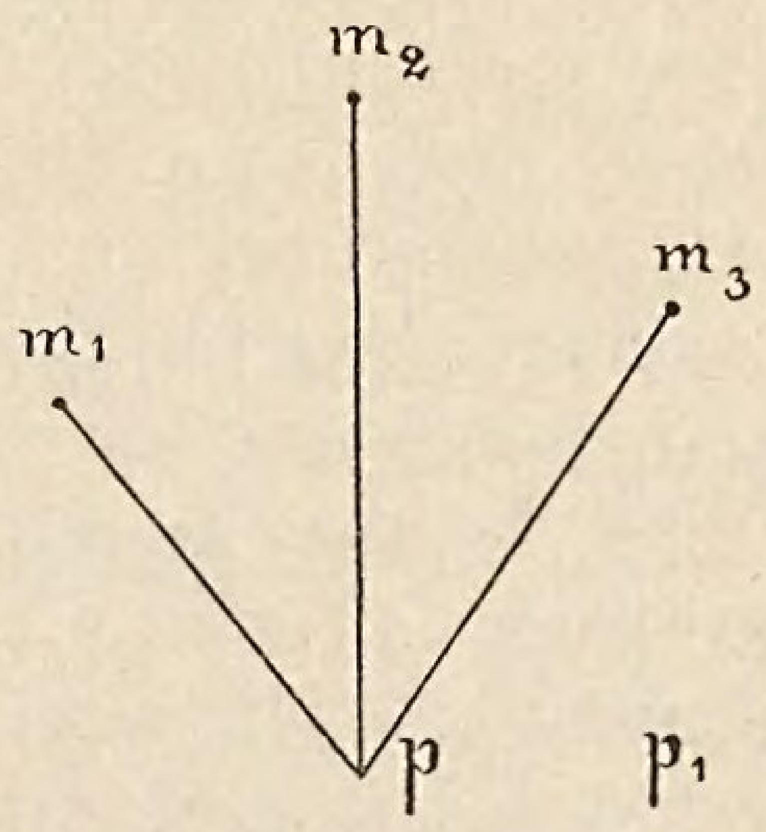


Fig. 102.

$$\frac{m_1}{r_1} + \frac{m_2}{r_2} + \frac{m_3}{r_2} + \ldots = \Sigma \frac{m}{r},$$

welche etwa mit V_p bezeichnet werde, da sie speziell für den Punkt p gebildet ist. Für andere Punkte p_1, p_2 ... wird V im allgemeinen andere Werte haben. Aber in gewissen, auf einer irgendwie gekrümmten Fläche liegenden Punkten wird V denselben Wert behalten. Diese Fläche ist dann eine Fläche konstanten Potentiales, eine der Niveauflächen, und V heisst das Potential des elektrischen Systemes. Die Ausrechnung der angedeuteten Summe ist natürlich nur bei gewissen geometrisch einfachen Formen und einfach definierbaren gegenseitigen Lagen der elektrisierten bezw. influenzierten Körper möglich. Im einfachsten Falle eines einzigen elektrischen Massenpunktes ($+m$) ist das Potential $\frac{m}{r}$, und alle Punkte, für die dieser Quotient denselben Wert behält, sind offenbar die Punkte einer mit m konzentrischen Kugelfläche, einer Fläche also, die von den radial verlaufenden Kraftlinien senkrecht geschnitten wird. Je kleiner in diesem Falle r genommen wird, desto grösser das Potential. Ein zweiter positiver Massenpunkt wird von dem ersten abgestossen, also nach Stellen kleineren Potentiales hingetrieben. Rechnet man diejenige Kraftrichtung positiv, in welcher positive Elektrizität von ihr

fortgetrieben wird, so laufen demnach die Kraftlinien von den Flächen hohen (positiven) Potentiales nach denen kleineren (oder negativen). Dieser, in dem einfachen Falle eines Massenpunktes ohne weiteres klare Satz, gilt allgemein. Weitere das Potential betreffende Sätze sind folgende.

Die Potentialflächen durchschneiden sich nicht, ebensowenig wie sich zwei Kraftlinien durchschneiden.

Das Potential ist im Innern eines Metallkonduktors konstant. Wäre dies nämlich nicht der Fall, so müsste die Elektrizität im Konduktor von den Stellen höheren nach denen niedrigeren Potentiales hinströmen und das vorausgesetzte Gleichgewicht wäre gestört. Dieser wichtige Satz gilt auch für die von Metallen eingeschlossenen Hohlräume. Ein Metallkonduktor drängt sich also zwischen die schichtenweise sich umschliessenden Niveauflächen, einem Steine vergleichbar, der in Erdschichten eingebettet ist. Die Oberfläche des Konduktors ist selber eine Niveaufläche. In Fig. 103 ist ein (ungeladener) Konduktor C im elektrischen Felde mit drei ihn umschliessenden Niveauflächen V_1, V_2, V_3 gezeichnet. Davon ist die Fläche V_2, welche gleiches Potential mit dem Konduktor hat, als gespalten zu betrachten.

Wenn von einem im Gleichgewicht befindlichen Systeme A von elektrischen Körpern ein Feld erzeugt wird, dessen Potential an einer Stelle V_1 ist, und wenn von einem zweiten ebensolchen Systeme B an derselben Stelle ein Potential V_2 herrührt, so ist bei gleichzeitigem Vorhandensein von A und B das Potential an jener Stelle $V_1 + V_2$. Hierin liegt ausgedrückt, dass zwei Systeme elektrischer Verteilung, die für sich im Gleichgewicht sind, durch Superposition ein neues Gleichgewichtssystem geben.

273. Während in dielektrischen Körpern auch im Innern Elektrizitätsmengen vorhanden sind, haben Konduktoren nur an ihrer Oberfläche eine elektrische Ladung. Diesen Satz kann man sich dadurch leicht erklären, dass etwaige Elektrizität im Innern der Metalle abstossend und zerstreuend auf sich selbst wirken muss; im übrigen ist der Satz aus den mathematischen Eigenschaften des Potentiales herzuleiten. Die auf der Flächeneinheit der Oberfläche vorhandene Elektrizitätsmenge wird als Dichtigkeit q bezeichnet. Für ein beliebig kleines Stück s der Oberfläche, auf welchem die Elektrizitätsmenge m vorhanden ist, ist demnach Elektrische Dichtigkeit.

$$q = \frac{m}{s}.$$

274. Senkrecht gegen die Oberfläche der Konduktoren liegen die Kraftlinien. Je nachdem der Konduktor positive Elektrische Spannung.

oder negative Ladung hat, nimmt der Wert des Potentiales nach aussen hin ab oder zu. Im ersteren Falle laufen die Kraftlinien vom Konduktor ab, im zweiten auf ihn zu. Die positive Ladung erfährt also im ersten Falle einen Druck nach aussen; aber auch die negative Ladung im zweiten Falle, welche der Kraftrichtung entgegengetrieben wird, erfährt einen Druck nach aussen. Man bezeichnet diesen Druck als die elektrische Spannung eines Konduktors. Es ist die Spannung an jeder Stelle der Oberfläche der hier vorhandenen Dichtigkeit proportional, wie das durch mathematische Analyse nachweisbar ist. In dem Falle eines ungeladenen, in die Niveauflächen eines anderen Feldes eingebetteten Konduktors (Fig. 103) gibt es eine Zone um denselben, wo die Dichtigkeit 0 ist. Hier ist auch die Spannung Null. Auf der einen Hälfte ist dann negative Ladung, auf der anderen positive. Die kleinen Pfeile in Fig. 103 geben die Kraftrichtung an. Die Grösse der Kräfte ist dem Abstande der Niveauflächen von einander umgekehrt proportional. Während also das Potential auf einem Konduktor überall denselben Wert hat, ist die Spannung im allgemeinen von Punkt zu Punkt verschieden. Sie ist am grössten an den Spitzen des Konduktors. Potential und Spannung sind also keineswegs gleichbedeutend. Trotzdem sind sie unter Umständen einander proportional. Für ein und denselben geladenen Konduktor an ein und derselben Stelle nimmt nämlich bei gesteigerter Ladung das Potential in demselben Verhältnis zu, wie die Dichtigkeit und demnach auch wie die Spannung. Diese letztere Beziehung ist für die experimentelle Bestimmung des Potentiales von Wichtigkeit.

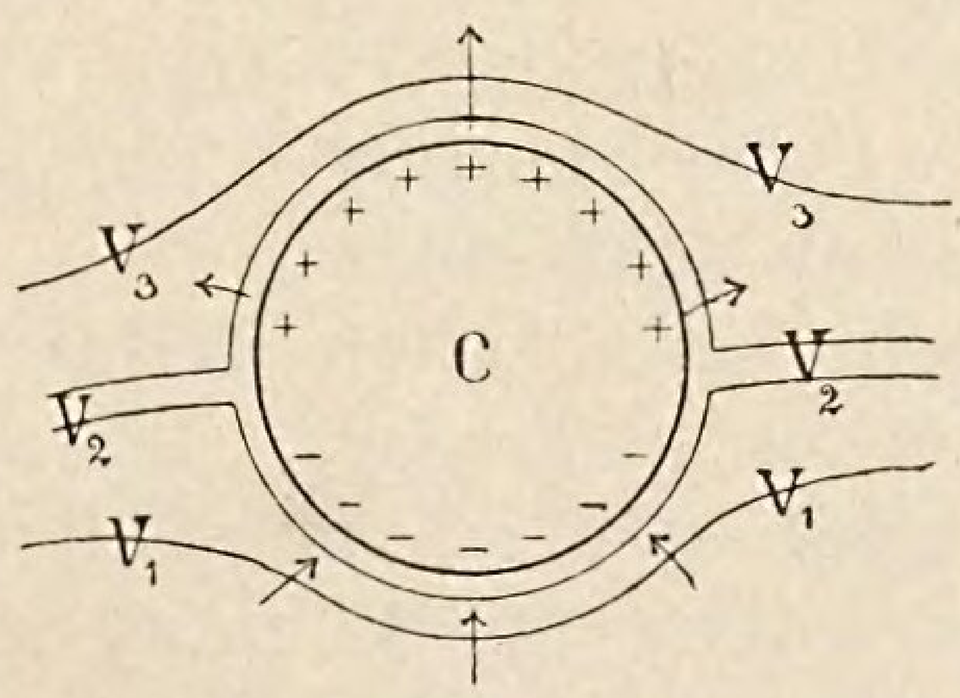


Fig. 103.

Proportionalität von Spannung und Potential.

Die elektrostatischen Messapparate.

Goldblatt-Elektroskop.

275. Das einfachste Instrument ist das Goldblatt-Elektroskop. Werden die an dem oberen Ende metallisch verbundenen Blättchen aus Gold oder besser aus Aluminium mit irgend einem elektrisch geladenen Körper in leitende Verbindung gebracht, so divergieren sie. Die Grösse der Divergierung kann allenfalls an einer Skala abgelesen werden, so dass aus dem Elektroskope ein Elektrometer wird. Bei den Elektroskopen von Behrens und Hankel hängt ein Goldblatt genau in der Mitte zwischen zwei Metallscheiben, von denen

Elektroskop von Behrens und Hankel.

die eine positiv, die andere negativ geladen ist. Wird das Blättchen nun mit einem elektrischen Körper verbunden, so schlägt es nach der einen oder anderen Seite hinüber. — Die schon erwähnte Coulomb'sche Drehwage besteht aus einem Stabe aus Schellack, der horizontal an einem feinen elastischen Drahte hängt. An dem einen Ende trägt der Stab eine kleine Metallkugel. Dieser wird eine Ladung mitgeteilt. Bringt man dann in die Nähe der Kugel eine zweite isoliert gehaltene (Probekugel), so tritt eine Ablenkung ein unter gleichzeitiger Torsion des Drahtes, wodurch eine Messung der abstossenden Kraft ermöglicht wird. In den Elektrometern von Dellmann und R. Kohlrausch sind zwei ———\——— förmig übereinander gebogene Nadeln vorhanden, welch um die gemeinsame Axe drehbar sind und divergieren, wenn sie geladen werden. Bei dem Kohlrausch'schen Sinus-Elektrometer ist eine der Nadeln eine Magnetnadel, so dass die abstossende Kraft durch die dem Sinus des Ablenkungswinkels proportionale Richtkraft des Erdmagnetismus gemessen werden kann.

Elektroskop von Dellmann und Kohlrausch.

Quadranten-Elektrometer.

Das Prinzip des Quadranten-Elektrometers von Lord Kelvin (W. Thomson) ist dem des Behrens'schen verwandt. Ein leichter bisquitförmiger Aluminiumkörper schwebt symmetrisch über einer Schnittlinie einer in vier Quadranten zerschnittenen Metallscheibe. Wird das »Bisquit« durch Verbindung mit einem elektrischen Hilfskörper (Batterie) auf konstantem Potential gehalten, so tritt bei Elektrisierung des einen Quadrantenpaares ein durch Torsion oder durch einen kleinen Magnetstab äquilibriertes Drehungsmoment ein, welches der Ladung des Quadrantenpaares proportional ist.

Messung des Potentiales beliebig entfernter Körper durch die Elektrometer.

276. Bei den vorstehend genannten, auf Abstossung oder Anziehung begründeten Elektrometern ist die gemessene Kraft der Ladung eines speziellen Instrumententeiles proportional und diese ist wieder dem Potentiale proportional, soweit dasselbe von den Elektrizitätsmengen im Elektrometer abhängt. Setzt man nun jenen Teil des Instrumentes etwa durch einen beliebig langen Draht in leitende Verbindung mit einem entfernten anderen Gegenstand, so wird in dem Elektrometer und jenem mit ihm verbundenen Gegenstand das gleiche Potential herrschen, für welches somit durch den Ausschlag des Elektrometers ein Mass gewonnen wird. Um dieses Mass in Ziffern ausdrücken zu können, braucht man demnach nur eine Vorrichtung von bekanntem, als Einheit zu nehmendem Potential (Normalelemente) mit dem Elektrometer durch einen Draht zu verbinden, und daneben durch besondere Versuche oder durch Rechnung diejenige Beziehung zu ermitteln, in welcher der Ausschlag des Elektrometers und die Ladung zueinander stehen.

Das absolute elektrostatische Mass.

Absolute Elektrizitäts-Einheit.

277. Ebenso wie für die Magnetismusmenge (s. 262) lässt sich für die Elektrizitätsmenge eine absolute auf cm, gr und sec. basierte Einheit definieren, indem man statt der blossen Proportionalität des Coulomb'schen Gesetzes die Gleichheit setzt: $K = \frac{m_1 m_2}{r^2}$. Hierdurch wird diejenige Elektrizitätsmenge gleich der Einheit, welche punktförmig konzentriert gedacht eine zweite ebensolche Menge in der Entfernung von 1 cm mit der Kraft von 1 Dyn abstösst.

Diese elektrostatische Einheit kann man sich konkret herstellen, indem man 2 kleine, 1 gr schwere Kugeln an Fäden von 490,5 cm $\left(\frac{1}{2}\,g\right)$ Länge nebeneinander aufhängt und sie nun gerade so stark elektrisiert, dass sie 1 cm Abstand von einander gewinnen. Jede Kugel hat dann die Ladung Eins.

278. Die einfache Formel, welche das Potential aus den vorhandenen Elektrizitätsmengen zu berechnen erlaubt, liefert auch das Einheitsmass für das Potential, wenn die Einheit der Elektrizitätsmenge gegeben ist. Wie gross wird z. B. das Potential einer Metallkugel von 1 cm Radius sein, wenn derselben eine Ladung von 3 absoluten Einheiten gegeben ist? Unter dem Potential der Kugel soll der für einen beliebigen inneren Punkt derselben gebildete Potentialwert verstanden sein. Dieser ist für alle inneren Punkte und alle Oberflächenpunkte der Kugel derselbe. Also auch im Mittelpunkt der Kugel. Für diesen Mittelpunkt ist das Potential, welches die Ladung hat, aber leicht berechnet. Es ist offenbar, da der Abstand der einzelnen elektrischen Massenpunkte vom Mittelpunkte der Kugel immer derselbe ist, $V = \frac{M}{r}$, wenn M die Ladung und r der Radius ist. In unserem Beispiele würde also das Potential $= 3$ *(C. G. S.)* sein.

Potential einer Kugel.

Kapazität.

279. Ladungsmenge und Potential stehen für eine Kugel in der einfachen Beziehung, dass $\frac{M}{V} = r$. Für einen Konduktor anderer Form ist $\frac{M}{V}$ durch eine andere Länge angebbar. Immer aber ist für jeden Konduktor $\frac{M}{V}$ eine konstante Grösse. Dieselbe heisst Kapazität des Leiters. Je grösser also bei demselben Potential die Ladungsmenge eines Körpers ist, desto grösser ist seine Kapazität.

Absolute Elektrometer.

280. Um das Potential eines Körpers in absolutem Masse zu messen, würde eine einfache Vorrichtung, wie jene in 277

angegebenen, an Fäden hängenden Kugeln prinzipiell ausreichen. Ein solcher Apparat — absolutes Elektrometer — muss einerseits die elektrische Abstossungskraft direkt in mechanischem absoluten Masse zu bestimmen gestatten. Er muss ferner so eingerichtet sein, dass die Verteilung der Elektrizität auf den geladenen Teilen eine rechnerisch zu ermittelnde Beziehung zwischen Ladung und Potential zulässt. Zwischen jenen beiden an Fäden hängenden Kugeln treten nun gegenseitige Influenzen ein und die Berechnung des Gesamtpotentials im Innern jeder Kugel bedarf dadurch einer verwickelteren Korrektion. Für eine genaue experimentelle Bestimmung zweckmässiger ist eine von Lord Kelvin angegebene Methode des absoluten Elektrometers, bei welcher die Anziehung von parallelen Metallplatten der Messung unterzogen wird.

Verstärkungsapparate.

281. Eine Metallplatte A werde mittelst langen Drahtes in Verbindung gebracht mit einem Konduktor K, der durch irgend eine unerschöpfliche Elektrizitätsquelle auf konstantem Potential V gehalten werde. Alsdann nimmt A so viel Ladung auf, bis das Potential in A gleich V ist. Diese Ladungsmenge M_1 dividiert durch V, das Potential von K, ist die Kapazität der Platte A. Es möge eine zweite Metallplatte B gegenüber A aufgestellt werden. B sei leitend mit der Erde, d. h. mit einem Konduktor sehr grosser Kapazität verbunden. Nunmehr wird die (positive) von K kommende Ladung ein Quantum negativer Elektrizität in B durch Influenz hervorrufen und die gleiche Menge positiver Elektrizität zur Erde abfliessen lassen. Die Ladung von A ist beendet, wenn das Potential in $A = V$, d. h. gleich gross ist mit demjenigen in K. Jetzt aber war eine bedeutend grössere Menge M_2 positiver Elektrizität zur Ladung nötig. Denn das Potential innerhalb A, für dessen Berechnung ohne die Platte B im wesentlichen nur die positive Elektrizität in A in Betracht kam und sich also aus lauter Gliedern $\frac{+m}{r}$ zusammensetzte, wird jetzt durch die negativen, von B herrührenden Glieder $\frac{-m}{r}$ ganz bedeutend verkleinert, so dass die Höhe des Potentiales V erst erreicht werden kann durch eine vielmals grössere Ladungsmenge M_2. Würde man nach vollzogener Ladung die Verbindung mit K

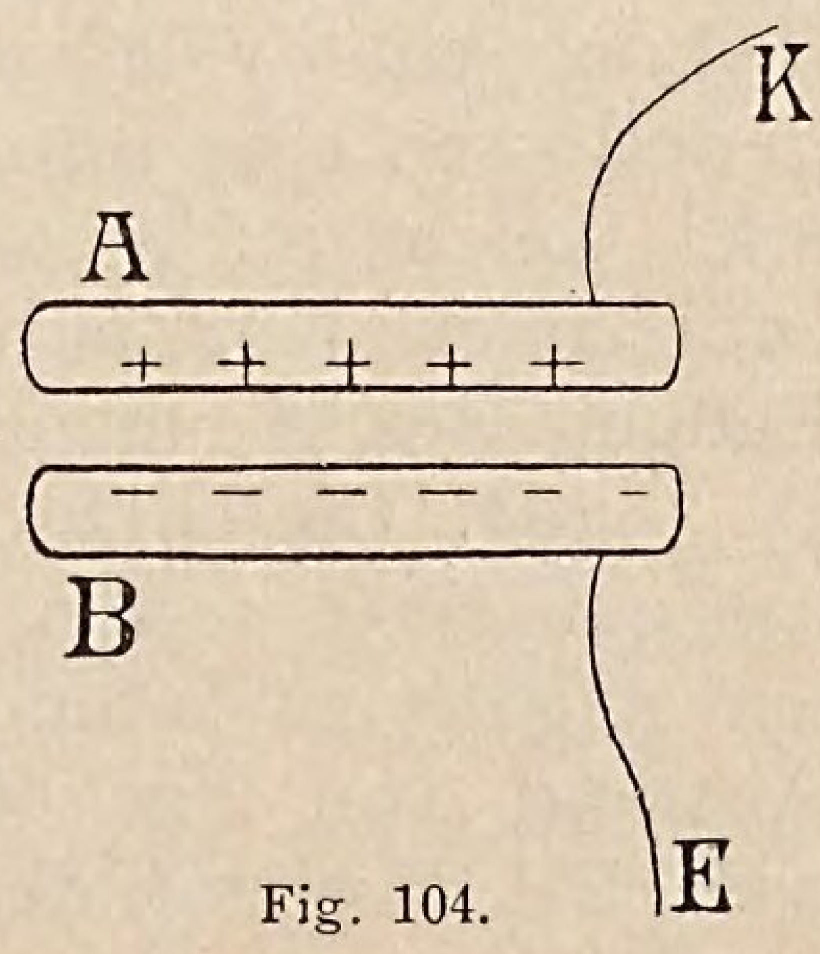


Fig. 104.

unterbrechen und jetzt *B* fortnehmen, so würde das Potential in *A* rapide wachsen. — Man sieht also, dass die Kapazität einer Metallplatte *A* bedeutend wächst, wenn eine zweite, zur Erde abgeleitete, aber von jener isolierte Metallplatte in ihrer Nähe ist. Je kleiner der Abstand von *A* und *B*, um so grösser wird die Kapazität. Die letztere ist ausserdem von der Beschaffenheit des zwischen *A* und *B* vorhandenen Dielektrikums abhängig und der Dielektrizitätskonstante proportional.

Die Franklin'sche Tafel (Glasscheibe auf beiden Seiten mit Stanniolbelag), sowie die Kleist'sche oder Leydener Flasche sind solche Verstärkungsapparate. Fasst man die äussere Belegung der Leydener Flasche (entsprechend *B* in Fig. 104) mit der Hand, so kann die innere, mit einer Elektrizitätsquelle in Verbindung gesetzte Belegung ein vielmals grösseres Quantum von Elektrizität aufnehmen, als der blossen Metallbelegung entspricht. Macht man das trennende Dielektricum zu dünne, so vereinigen sich die auf *A* und *B* getrennten Elektrizitätsmengen unter Durchbrechung des Isolators.

Die Elektrisiermaschinen.

Elektrophor.

282. Beim Elektrophor wird ein, in eine flache Metallschale eingegossener, sog. Harzkuchen zunächst durch Reiben mit Pelz negativ elektrisch gemacht. Eine auf den Kuchen gelegte Metallscheibe wird ableitend berührt, damit die negative Influenzelektrizität 2. Art abfliesst. Hebt man an isolierender Handhabe den Deckel auf, so ist er mit der vorher gebundenen, jetzt freien und ableitbaren positiven Elektrizität geladen. Da die eigentliche Ladung des Harzkuchens hierbei nicht mit abgeleitet wird, so lässt sich das Abheben und Entladen des Deckels beliebig oft wiederholen. Als Aequivalent der durch die Entladungen gewonnenen Energie ist die zum Abheben und Trennen erforderliche mechanische Arbeit (abgesehen von der Schwere) zu betrachten.

Reibzeug-Elektrisier-Maschine.

283. Die Reibungs-Elektrisiermaschine erzeugt durch Reibung einer Glastafel an einem mit Amalgam bestrichenen Lederkissen eine fortdauernd erneute positive Ladung der Glastafel, welche ihr bei der Rotation alsdann durch einen in Spitzen endigenden Konduktor entzogen wird, während die negative Ladung des Amalgams zur Erde abgeleitet werden muss.

Influenz-Maschine.

284. Die Influenzmaschine (Holtz und Töpler 1865) hat auf einer festen Glasscheibe *F* zwei ursprünglich positiv und negativ zu ladende Belegungen p_1 und p_2. Eine in nahem Abstand von der ersteren rotierende zweite Glasscheibe *R* wird bei Passieren der Belegung p_1 so influenziert, dass positive

Elektrizität durch die Spitzen s_1 nach c_1 strömt; während negative Elektrizität bei s_2 in c_2 hineinfliesst. Die Papierbelegungen p_1 und p_2 nehmen mittelst spitzer Ausläufer, welche durch je eine Oeffnung der Scheibe F hindurchgehend gegen die Innenseite von R gerichtet sind, weitere Ladung auf, welche sich bis zu einem von der Geschwindigkeit der Rotation und der Isolierfähigkeit der Glasscheiben abhängigen Maximum schon nach wenigen Umläufen der Scheibe R steigert. Die zwischen c_1 und c_2 sich unaufhörlich ausgleichenden Elektrizitätsmengen werden von nun an lediglich durch diejenige Arbeit produziert, welche erforderlich ist, um die Glasscheiben gegeneinander zu drehen. Es muss nämlich Arbeit aufgewendet werden, um die gegenüber p_1 auf der Scheibe R befindliche negative Elektrizität von der positiven Elektrizität der Belegung p_1 zu entfernen; ebenso entsprechend bei p_2.

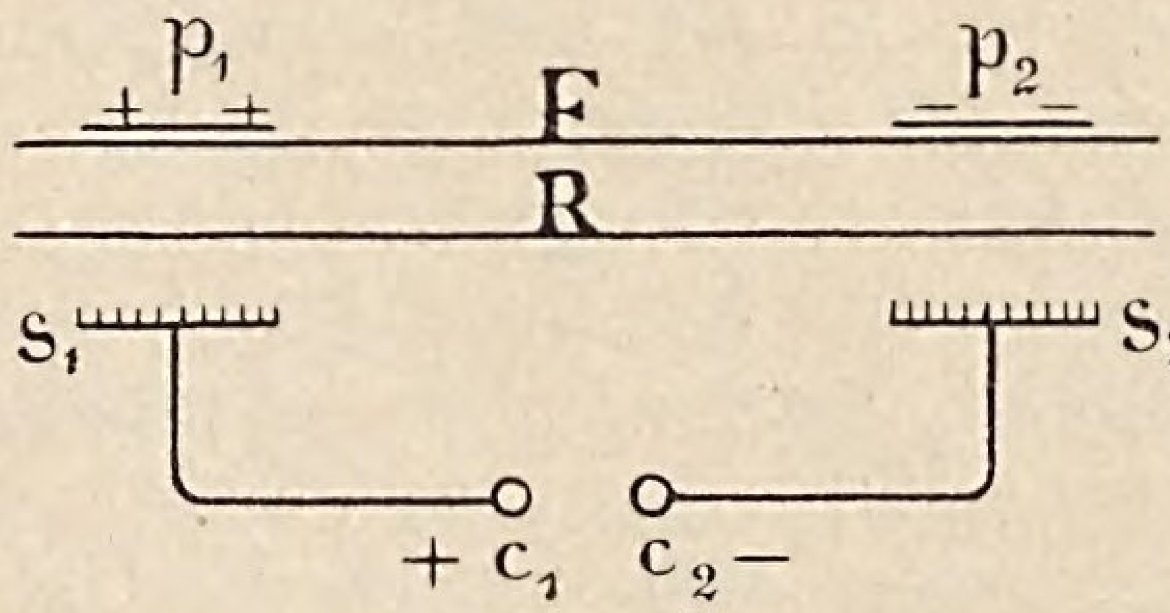


Fig. 105.

Die Arten der elektrischen Entladung.

285. Elektrisierte Körper **entladen** sich in der umgebenden Luft allmählich. Je grösser die Dichtigkeit der Elektrizität ist, desto intensiver wird die Entladung, welche dann mit Glimm- oder Büschellichterscheinungen verbunden ist. Elektrische Apparate, welche ihre Ladung möglichst behalten sollen, dürfen daher keine Spitzen oder scharfen Kanten, an denen die Dichtigkeit gross wird, haben. Die langsame Entladung negativ geladener Metalle wird durch Bestrahlung mit ultraviolettem Lichte begünstigt (E. Wiedemann und H. Ebert). Verdünnung der Luft befördert gleichfalls die Entladung. Langsame Entladung.

286. Bringt man zwei elektrisierte Körper von verschiedenem Potential schnell einander nahe, so tritt bei einem gewissen Abstande, der Schlagweite, eine plötzliche und die beiden Potentiale schnell ausgleichende Entladung in Gestalt des elektrischen Funkens ein, der die Luft oder andere trennende Isolatoren durchbricht. Die Schlagweite ist von der Differenz der Dichtigkeiten der beiden sich entladenden Körper — Elektroden — abhängig und nach Riess ihr proportional. Funken-Entladung. Schlagweite.

Da die Dichtigkeit im allgemeinen mit der Potentialdifferenz wächst, so kann man auch sagen, dass die Schlagweite mit letzterer zunimmt, wenn auch nicht mehr proportional

derselben. Eine Verkleinerung der Schlagweite tritt ein, wenn zwischen die Elektroden gute Isolatoren gebracht werden.

Geissler'sches Rohr.

287. Bringt man die beiden Elektroden in Gestalt eingeschmolzener Drähte in ein mit sehr verdünnten Gasen gefülltes Glasgefäss (Plücker'sche, von Geissler hergestellte Rohre), so ist die Schlagweite sehr vergrössert und die sonst scharf begrenzte zackige Bahn des Funkens in ein prachtvoll mildes, den ganzen Glasraum erhellendes Licht verwandelt. Die Anode (positiv geladene Elektrode) entsendet hierbei Lichtgebilde, deren Farbe kennzeichnend für die Gasart ist und deren Form dem vom Rohre gebotenen Entladungswege sich anschmiegt, während die Kathode (negativ geladene Elektrode) geradlinige Lichtstrahlen mit Luminiscenzwirkung ausstrahlt.

Zeitdauer des Funkens.

288. Die Zeitdauer des elektrischen Funkens ist eine sehr kleine, etwa von der Grössenordnung $^1/_{10000}$—$^1/_{1000000}$ Sek. Innerhalb dieses Zeitraumes tritt in der Regel noch wieder eine Diskontinuität der Entladung hervor (Feddersens Partialentladungen).

Partial-Entladungen.

Die zeitliche Periode der Partialentladungen hängt von der Beschaffenheit der sich entladenden Körper und des »Schliessungsbogens« ab. Je kürzer und dicker der letztere ist, desto schneller folgen sich die Partialentladungen.

Die Hertz'schen Versuche.

289. Lässt man zwischen den Konduktoren *A* und *B* (Fig. 106) einen geeigneten Funken überschlagen, so entstehen in dem umgebenden Raume längs *AB* oscillatorische Aetherbewegungen, deren Periode von den Dimensionen der Konduktoren *A* und *B* (die dünnen Zuleitungsdrähte *d* üben nur geringen Einfluss) und der Schlagweite abhängt und zugleich den Partialentladungen das gleiche Tempo gibt. Diese Oscillationen haben, abgesehen von ihrer absoluten Grösse, dieselben Eigenschaften, wie die Lichtschwingungen des Aethers. Sie pflanzen sich mit derselben Geschwindigkeit durch den Raum fort, sie unterliegen dem Reflexions- und Brechungsgesetze. Sie interferieren miteinander, bilden stehende Wellen mit Knotenpunkten und zeigen die dem polarisierten Lichte analogen Eigenschaften, der Seitlichkeit und der doppelten Brechung. Dass solche durch den Raum sich fortpflanzende Wellen existieren, war von Faraday und Maxwell

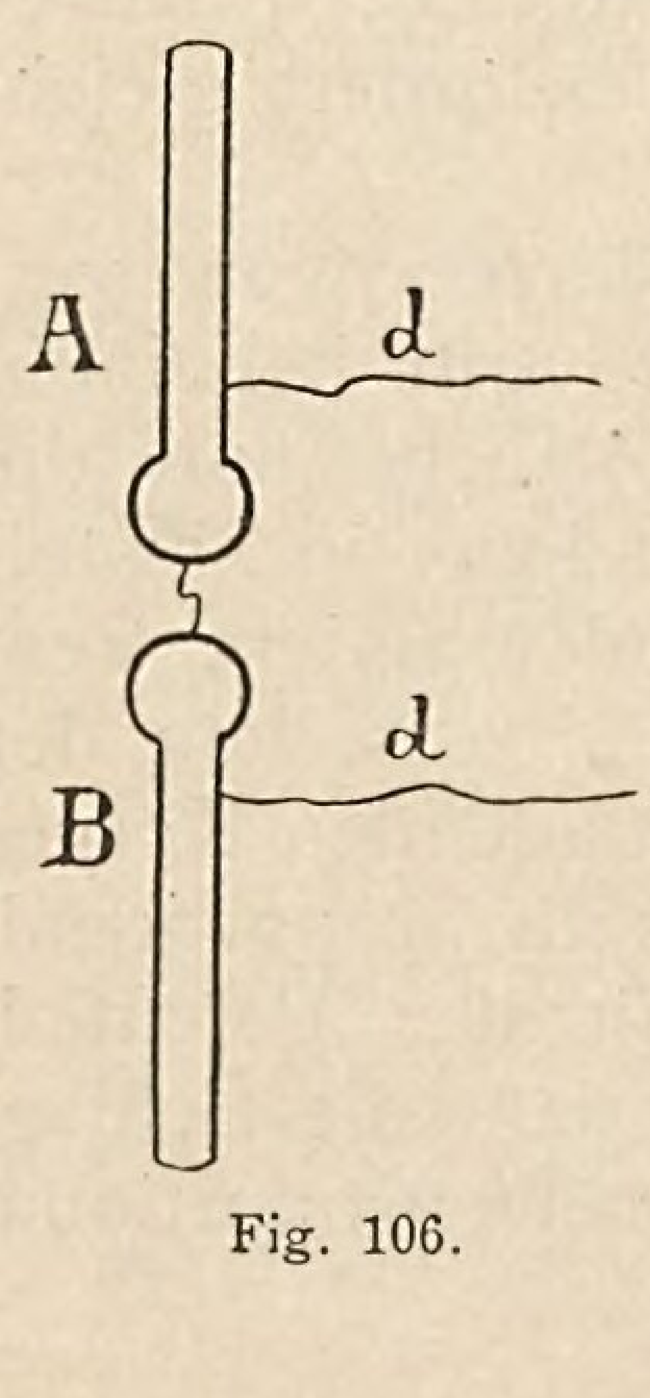


Fig. 106.

vermutet und wurde von Heinrich Hertz 1888 experimentell nachgewiesen. Es geschah dies mit Hilfe eines zweiten Konduktors, der mit einer kleinen Unterbrechungsstelle versehen war und für sich genommen annähernd dieselbe Periode der Oscillation besass. Bringt man diesen »Resonator« an eine Stelle des Raumes, wo elektrische Wellenbewegungen stattfinden, so werden rückwirkend an seiner Unterbrechungsstelle Funken hervorgerufen, deren Länge zwar minimal (einige 100^{stel} eines Millimeters) ist, die aber doch als Reagens auf das Vorhandensein elektrischer »Wellen« dienen können. Stellt man die primäre Funkenstrecke in die Brennlinie eines parabolischen Metallcylinders, so werden die Schwingungen in der Richtung der Parabelaxe als »paralleles elektrisches Strahlenbündel« reflektiert und können in Distanzen von vielen Metern mittelst eines zweiten gleichen Spiegels, in dessen Brennlinie der Resonator angebracht ist, aufgefangen werden.

Die Versuche von Hertz sind von einer epochemachenden Bedeutung deswegen, weil sie den Schlüssel zu einer gemeinsamen Erklärung von elektrischen und optischen Vorgängen geben.

Die elektrischen Entladungen der Atmosphäre.

290. Die gewaltigsten Entladungen erzeugt die Natur selber in unnachahmlicher Pracht und Grossartigkeit, wenn in stiller Herbst- oder Winternacht blutrotes Licht den nördlichen Himmel überflutet, säulenförmig zum Zenith emporsteigt und sich hier zur Strahlenkrone des Nordlichtes entwickelt, oder wenn Blitz auf Blitz mit blendendem Glanze, von knatterndem, rollendem Donner gefolgt, aus der Gewitterwolke zur Erde fährt. Nordlicht. Gewitter.

Dass beide Erscheinungen und ebenso das ihnen verwandte St. Elmsfeuer elektrischer Natur sind und eine Potentialdifferenz zwischen der Erde und den oberen Luftschichten als unmittelbare Vorbedingung haben, ist sicher. Auch gewisse Zustände der Atmosphäre, nämlich ihre Erfüllung teils mit zarten Eiskrystallen und mit schwachem Nebel, teils mit dunklen Wolken von vorherrschend vertikalen Dimensionen scheinen wesentlich zu sein für das Zustandekommen der elektrischen Entladungen. Aber im einzelnen sind die Erklärungsversuche noch kontrovers, sowohl was den feineren Mechanismus in der mit magnetischen Störungen verquickten Erscheinung des Nordlichtes, als auch was die Entstehung der Gewitter-Elektrizität betrifft. Als eine der wirksamsten Hypothesen in letzterer Beziehung hat sich die Annahme Peltiers erwiesen, wonach die Erde eine dauernde Ladung von negativer Elektrizität besitzt, welche influenzierend auf die

in der Atmosphäre vorhandenen Körper wirkt und insbesondere als solche bei blauem Himmel in der sogenannten »Schönwetter-Elektrizität« des Himmels zu erkennen ist.

Natur des Blitzes.

291. Ist einmal die Ladung einer Wolke zu stande gekommen und hat sie eine gewisse Stärke erreicht, so schlägt der zackige Blitz meilenweit von Wolke zu Wolke oder von Wolke zur Erde über. Die Zeitdauer des Blitzes schwankt innerhalb weiter Grenzen von dem winzigen Zeitraum einer millionstel Sekunde an bis etwa zu einer ganzen Sekunde. Der Lichtschein ist vielfach ein diskontinuierlicher, indem das gleichmässige Leuchten der Blitzbahn entweder durch momentane Anschwellungen oder (seltener) durch momentane Abdunkelung unterbrochen wird. Ein eigentlicher Richtungswechsel der Entladung ist nicht wahrscheinlich. Wohl aber können jene Diskontinuitäten zu elektrischen Oscillationen in dem umgebenden Raume der Blitzbahn führen, insbesondere da, wo sie, die Erde erreichend, durch metallische Leiter hindurchgeht. Die vom Blitze getroffenen Körper werden um so gründlicher zerstört, je schlechter ihr Leitungsvermögen ist. Diese Wirkungen bestehen entweder in einer mechanischen Zerstäubung und Zerreissung oder in einer Erhitzung, Schmelzung und Entflammung der getroffenen Gegenstände. Erstere Wirkungen scheinen vorzugsweise den Blitzen von kürzester Dauer (kalte Schläge), letztere denen von längerer Dauer (heisse oder zündende Blitze) zuzukommen. Ausser diesen, auch bei künstlichen Entladungen leicht zu beobachtenden Eigenschaften übt der Blitz, ebenso wie diese, die heftigsten physiologischen und magnetisierenden Einflüsse aus.

Blitzwirkungen.

Blitzableiter.

292. Benjamin Franklin, der die gleiche Natur des Blitzes und des Funkens der Elektrisiermaschine zuerst klar erkannte, lehrte (1753), wie man sich gegen die verheerende Macht des Blitzes schützen könne, indem man die Häuser mit Blitzableitern versieht, d. h. mit metallischen Drähten oder Seilen, welche von den höchsten Spitzen des Hauses bis zu den grossen Leitermassen des Erdreichs (Grundwasser, Gas- und Wasserröhren) zusammenhängend fortgeführt, den einschlagenden Blitz harmlos verlaufen lassen.

Die galvanische Elektrizität.

Galvanis Entdeckung.

293. A. Galvani beobachtete (1789), dass frisch abgehäutete Froschschenkel jedesmal zuckten, wenn ein Funke aus einer in der Nähe befindlichen Elektrisiermaschine gezogen wurde. Als er diesen schon früher von Caldani beschriebenen Versuch in der Absicht wiederholte, den Einfluss der atmosphärischen

Elektrizität auf seine Präparate kennen zu lernen, und einen Froschschenkel, der noch mittelst der Cruralnerven mit einem Teile der Wirbelsäule zusammenhing, an dem eisernen Geländer seines Balkons mittelst kupfernen Hakens aufhing, bemerkte er, dass die bekannten Zuckungen jedesmal eintraten, wenn die Muskeln des Präparates das Eisen berührten. Vitalistischen Spekulationen sich zuneigend, fand Galvani eine Erklärung dieses Versuches nicht. Sein Name aber blieb der neu entdeckten Art elektrischer Erscheinungen, deren Ursprung von Alexander Volta wissenschaftlich erforscht wurde. Derselbe erkannte als das Wesentliche des Versuches die Aneinanderreihung zweier verschiedener Metalle, des Eisens, des Kupfers, und eines das Kupfer mit dem Eisen ringförmig verbindenden feuchten Leiters, des Froschschenkels.

Kontakt-Theorie von Volta.

294. Volta begründete folgende Theorie. Zwei verschiedene Metalle erhalten lediglich durch ihre Berührung verschiedenes Potential. Wenn sich z. B. Kupfer und Zink berühren, wird Zink positiv elektrisch, Kupfer negativ. Alle Metalle (Leiter erster Ordnung) lassen sich in eine solche Reihe (Spannungsreihe) bringen, dass jedes mit einem voraufgehenden berührt negativ, mit einem in der Reihe folgenden berührt positiv wird. Die wichtigsten Glieder dieser Reihe sind: Zink, Blei, Zinn, Eisen, Kupfer, Quecksilber, Silber, Gold, Platin, Kohle. Sind ferner A, B, C drei beliebige Elemente der Reihe und V_{ab}, V_{ac}, V_{bc} ihre Potentialdifferenzen, so ist $V_{ac} = V_{ab} + V_{bc}$. (In Fig. 107 würde $ah = bc + de + fg$ sein.) Hieraus folgt, dass in einem aus verschiedenen Metallen bestehenden Ring elektrisches Gleichgewicht herrschen muss, nachdem sich einmal die Potentialdifferenzen an den Berührungsstellen gebildet haben. In Fig. 107 mögen etwa vier Metalle, Platin (Pt), Kupfer (Cu), Eisen (Fe), Zink (Zn) zu einem (perspektivisch gezeichneten) Viereck zusammengefügt sein. Auf jede Stelle der Metalle seien senkrechte Linien aufgepflanzt, welche die Grösse des Potentiales angeben. Das Platin etwa sei zur Erde abgeleitet und habe das Potential Null. Dann stellt die Linie $abcdefgh$ den Verlauf des Potentiales in dem Ringe dar. Die Sprünge desselben bc, de, fg, ha werden nach Volta durch die

Spannungsreihe.

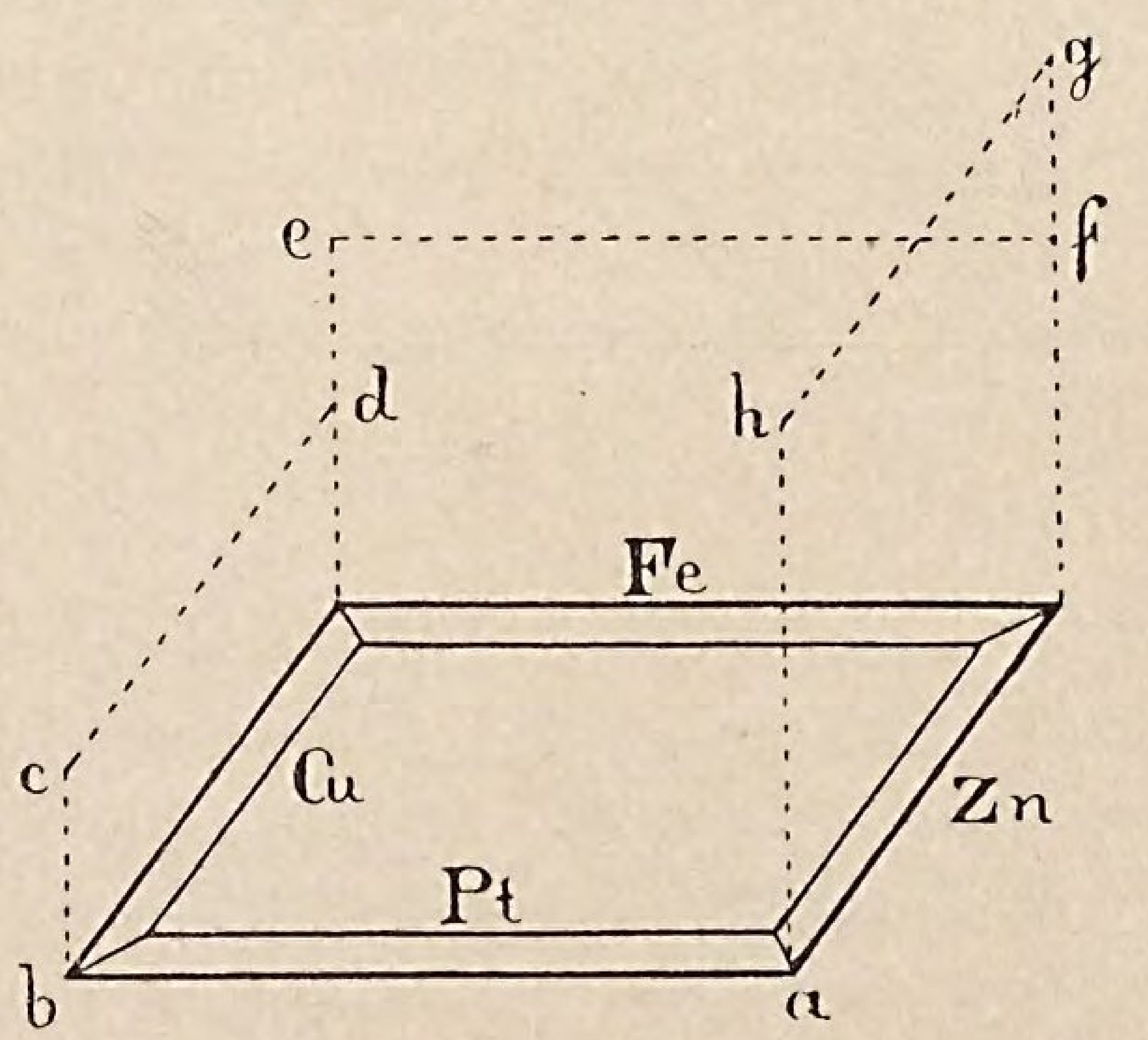


Fig. 107.

Kontaktwirkung erzeugt und dauernd erhalten, aber innerhalb jedes einzelnen Metalles ist das Potential konstant. Daher ist keine Ursache, dass sich die Ladung bewegt. Da es bei dieser Frage wesentlich nur auf die Potentialdifferenzen und nicht auf die absoluten Werte des Potentiales ankommt, so ist es auch unwesentlich, dass in der Fig. 107 gerade dem Platin das Potential Null gegeben wurde. Wäre etwa das Potential vom Zink gleich Null angenommen, so hätte die punktierte Potentiallinie *abcdefgh* um die Strecke *ah* nach unten aber parallel mit sich versetzt werden müssen. Die Differenzen wären aber die nämlichen geblieben. — Flüssige Leiter, insbesondere Säuren und Salzlösungen, geben mit Metallen in Berührung gleichfalls Potentialdifferenzen; aber dieselben lassen sich nicht in die Spannungsreihe einfügen. Ein Zinkstreifen z. B. in Säure getaucht, ist negativ gegen die Säure (hat kleineres Potential). Danach würde man die Säure an das positive Ende der Volta'schen Reihe noch ausserhalb des Zinkes setzen müssen, und es müsste nun weiter die Differenz von Säure gegen Kupfer grösser sein, als die von Säure gegen Zink. Das ist nicht der Fall. Daher nehmen die Flüssigkeiten als »Leiter zweiter Ordnung« eine gesonderte Stellung ein. In Fig. 108 ist eine Flüssigkeit *F* mit Kupfer *(K)* und Zink *(Z)* in Berührung gebracht. Setzt man das Potential der Flüssigkeit gleich Null, so springt dasselbe an der Grenze zum Kupfer zu einem negativen Werte bis *a* herunter, beim Zink nochtiefer bis *e*. Im Kupfer ist also jetzt ein höheres Potential als im Zink und wenn nun ein die Elektrizität leitender Körper, z. B. ein dünner langer Kupferdraht *ss*, vom Kupfer nach dem Zink (von + nach —) gespannt wird, so muss die positive Elektrizität von dem höheren Potential *b* nach dem tieferen *c* fliessen. Längs des Drahtes *ss* sinkt also das Potential. Die Potentialdifferenz in *b* und *d* würde hierdurch schnell ausgeglichen werden, wenn nicht an den Berührungsstellen der Metalle in *F* immer aufs neue positive Elektrizität nach *K* und negative nach *Z* getrieben würde. So entsteht ein unausgesetztes Abfliessen positiver Elektrizität von s_1 nach s_2, negativer von s_2 nach s-.

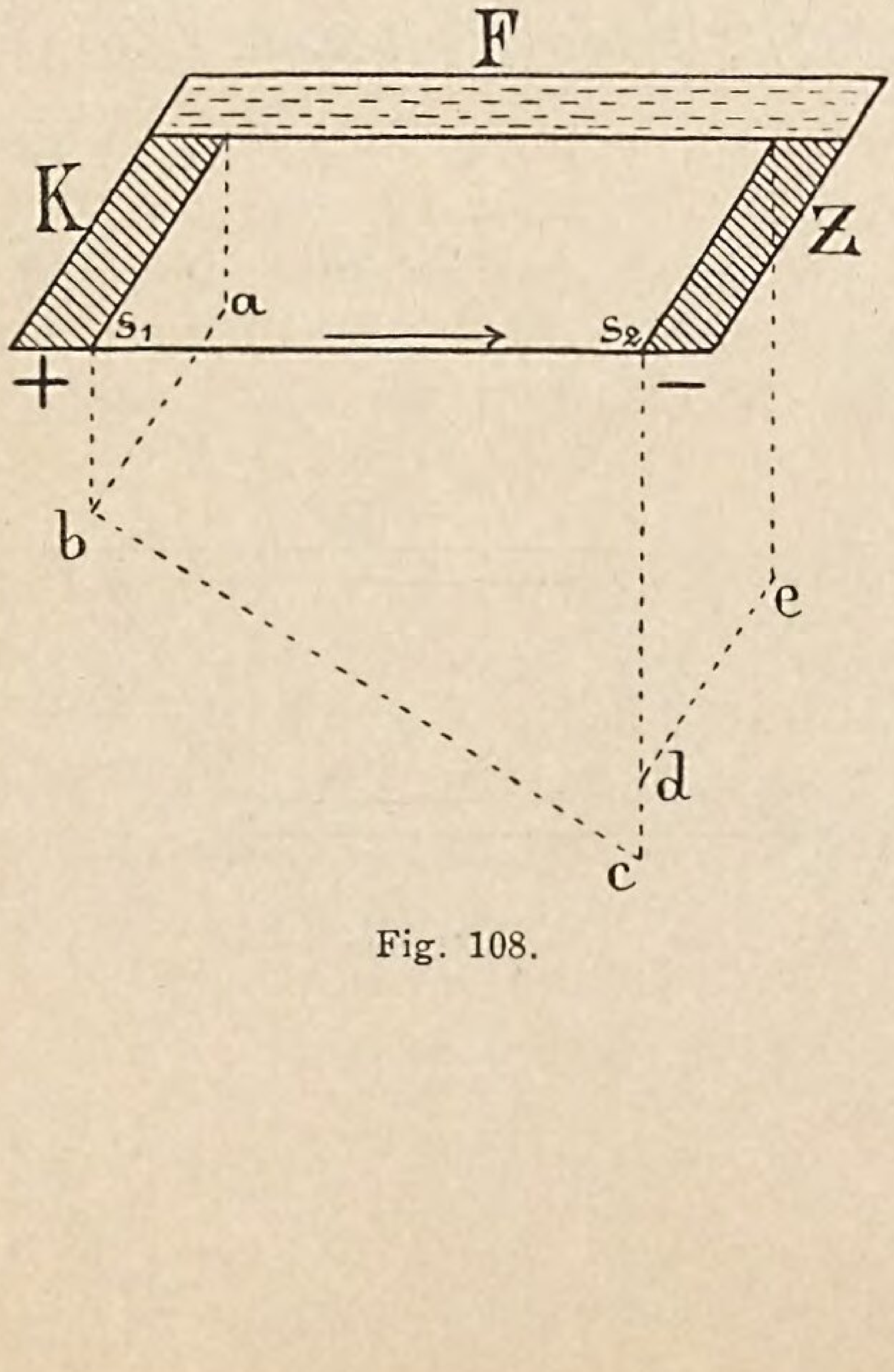


Fig. 108.

Chemische Theorie des Stromes.

Die »chemische« Theorie betrachtet die Potentialdifferenzen zwischen Flüssigkeit und Metallen nicht als Folge des Kontaktes, sondern als Wirkung chemischer Prozesse, und bestreitet überhaupt, dass zwischen reinen Metallen Potentialdifferenzen auftreten.

Galvanischer Strom.

Man nennt jenen Vorgang einen galvanischen Strom. Derselbe hält solange stationär an, als die Beschaffenheit der Flüssigkeit und der Metalle dieselbe bleibt. Die Kombination zweier verschiedener Metalle und einer sie verbindenden Flüssigkeit wird ein galvanisches Element genannt. Volta erkannte, dass ein solches Element in dem Galvani'schen Balkon-Versuch vorhanden gewesen. Er stellte seine Elemente her, indem er einen mit Säure befeuchteten Tuchlappen zwischen eine Kupfer- und eine Zinkscheibe legte.

Die Volta'sche Säule.

295. Volta legte eine ganze Anzahl solcher Elemente aufeinander, indem immer dieselbe Reihenfolge der Metalle innegehalten wurde. Er fand, dass nun die beiden Enden eine sehr viel grössere Potentialdifferenz hatten. In Fig. 109 ist der Anstieg des Potentiales für drei zu einer »Säule« vereinigte Elemente gezeichnet. Das Potential des äussersten Zinkes ist gleich Null gesetzt (Zink zur Erde abgeleitet), dann entsteht für das letzte Kupfer ein positiver Wert des Potentiales, entsprechend einer Ladung des Kupfers mit positiver Elektrizität. Man kann dieselbe direkt mit Elektroskopen nachweisen. Wäre das Kupferende zur Erde abgeleitet worden, so würde in Fig. 109 das Potential rechts gleich Null sein, links dagegen unter Parallelverschiebung der Potentialkurve nach unten negativ. Hätte man die Flüssigkeit des mittleren Elementes auf das Potential Null gebracht, so würde der freie Zinkpol negative und der freie Kupferpol positive Ladung zeigen. Statt der unbequemen Form der Volta'schen Säule bringt man zweckmässig die Flüssigkeit in Gläser und setzt die Metalle, wie in Fig. 109 unten angedeutet, hinein.

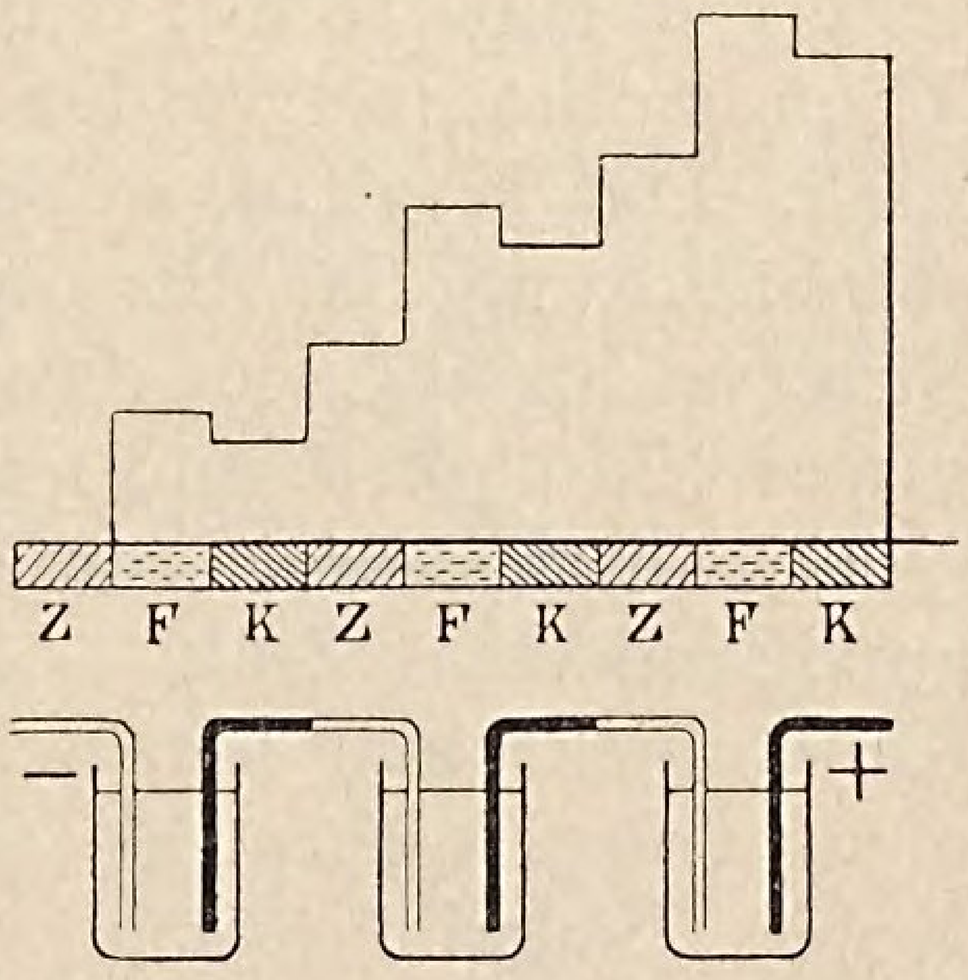


Fig. 109.

Verschiedene Arten der galvanischen Elemente.

296. Werden die beiden »Pole« eines Volta'schen Elementes durch einen Leiter geschlossen (Fig. 108), so fliesst der galvanische Strom nicht bloss durch diesen äussern »Schliessungsbogen«, sondern auch durch das Kupferblech von *a* nach *b*, durch das Zinkblech von *d* nach *e* und durch die Flüssigkeit *F* von *Z* nach *K*.

Es hätten in Fig. 108 streng genommen die Linien *a b*

und *de* einen geringen Abfall nach *b* und *e* zu haben müssen. Auch das Potential in *F* müsste streng genommen ein wenig kleiner bei *K* als bei *Z* sein. Diese letzten Differenzen sind indessen um so kleiner, je dicker und kürzer die Teile *KZF* sind.

Durch diesen Strom verändert sich nun die chemische Beschaffenheit der Flüssigkeit (vgl. unten 319) und die Fähigkeit des Elementes, die Potentialdifferenzen auf den Polen immer mit derselben Schnelligkeit herzustellen, nimmt ab. Das Element ist inkonstant. Zur Vermeidung dieses für die Benützung unbequemen Vorganges sind sehr mannigfaltige Kombinationen von Metallen und Flüssigkeiten als Elemente konstruiert worden. Von besonderem Vorteil hat es sich dabei erwiesen, zwei verschiedene durch eine poröse Wand (Thonzelle) getrennte Flüssigkeiten zu nehmen. Die wichtigsten Elemente sind folgende. Das Bunsen'sche Element (1842): Kohle in konzentrierter Salpetersäure, Thondiaphragma, verdünnte Schwefelsäure, darin amalgamiertes Zink. Das Daniell-sche Element (1836): Kupfer in gesättigter Kupfersulphatlösung, Thondiaphragma, verdünnte Schwefelsäure, darin amalgamiertes Zink. Das Meidinger'sche Element (1859): Kupfer in Kupfersulphatlösung, darüber ohne Diaphragma die spezifisch leichtere Bittersalzlösung, in dieser Zink. Inkonstante Elemente mit einer Flüssigkeit sind folgende. Element von Latimer Clark: Quecksilber, Brei von Zinksulphat mit Quecksilbersulphat, amalgamiertes Zink. Tauchelement von Bunsen: Kohle, Kaliumbichromat mit Schwefelsäure, amalgamiertes Zink. Element von Leclanché (1868): Gemisch von Braunstein und Kohle, Salmiaklösung, Zink. Element von Volta (1800): Kupfer, verdünnte Schwefelsäure, Zink. Wiewohl die Elemente mit einer Flüssigkeit bei dauerndem Schluss inkonstant sind, so lassen sie sich doch vielfach mit Vorteil benutzen, wenn es nur darauf ankommt, einen sehr kurz dauernden Strom zu erzeugen.

Die bei der Stromerzeugung eintretenden chemischen Veränderungen, vorzugsweise die Auflösung (Verbrennung) des Zinkes, stellen einen Energieverlust dar, für den das Aequivalent in den Wirkungen des erzeugten Stromes auftritt.

Die Stärke des galvanischen Stromes und ihr Mass.

Verschiedene Wirkungsweisen des galvanischen Stromes.

297. Dass in dem Schliessungsbogen der Volta'schen Säule wirklich jene oben (294) beschriebenen elektrischen Strömungen stattfinden, wird nicht bloss durch das an verschiedene Punkte des Bogens gelegte Elektrometer erkennbar gemacht, sondern auch durch andere als Arbeitsleistungen

auftretende Wirkungen, deren Energieform eine verschiedene sein kann. Der galvanische Strom kann Massen bewegen, Wärme und Licht produzieren, chemische Zersetzungen vornehmen, elektrische Energie in anderer Gestalt erzeugen und er kann magnetische Kräfte ausüben. Die magnetischen Wirkungen sind es, welche auf bequemstem Wege zu einem Mass der Stromstärke oder Intensität I führen.

Oerstedts Entdeckung.

298. Oerstedt entdeckte (1820), dass der einen Draht durchfliessende Strom ablenkend auf eine benachbarte Magnetnadel einwirkt. Diese Erscheinung lässt sich nach der von Ampère formulierten Regel so beschreiben: Denkt man sich in dem Strome eine menschliche Figur derart schwimmend, dass der Strom in der Richtung vom Fuss nach dem Kopfe fliesst, und dass das Gesicht der Magnetnadel zugewandt ist, so gibt der ausgestreckte linke Arm diejenige Richtung an, in welcher der Nordpol der Nadel von dem Strome fortgestossen wird. Der Südpol der Nadel erfährt die entgegengesetzt gerichtete Kraft. Diese Regel lässt sich auch so formulieren: Man lege die rechte Hand so an den Draht, dass der Strom von der Handwurzel nach den Fingerspitzen fliesst und dass die Innenfläche der Hand gegen die Nadel gewandt ist; dann zeigt der ausgestreckte Daumen die Richtung des abgestossenen Nordpols an. Gleichfalls identisch mit der Ampère'schen Regel ist es, wenn man sagt, dass sich rings um den Stromleiter LL (Fig. 110) ein magnetisches Feld bilde, in welchem die Kraftlinien konzentrisch und in sich geschlossen den Leiter umgeben und zwar gegen den Uhrzeiger laufend, wenn der Strom die (Uhrzeiger) Ebene von unten nach oben durchsetzt. Es ist zu bemerken, dass die Ampère'sche Regel auch umgekehrt passt, wenn man von den magnetischen Stromlinien ausgeht und die Richtung des sie erzeugenden Stromes sucht.

Ampère'sche Regel.

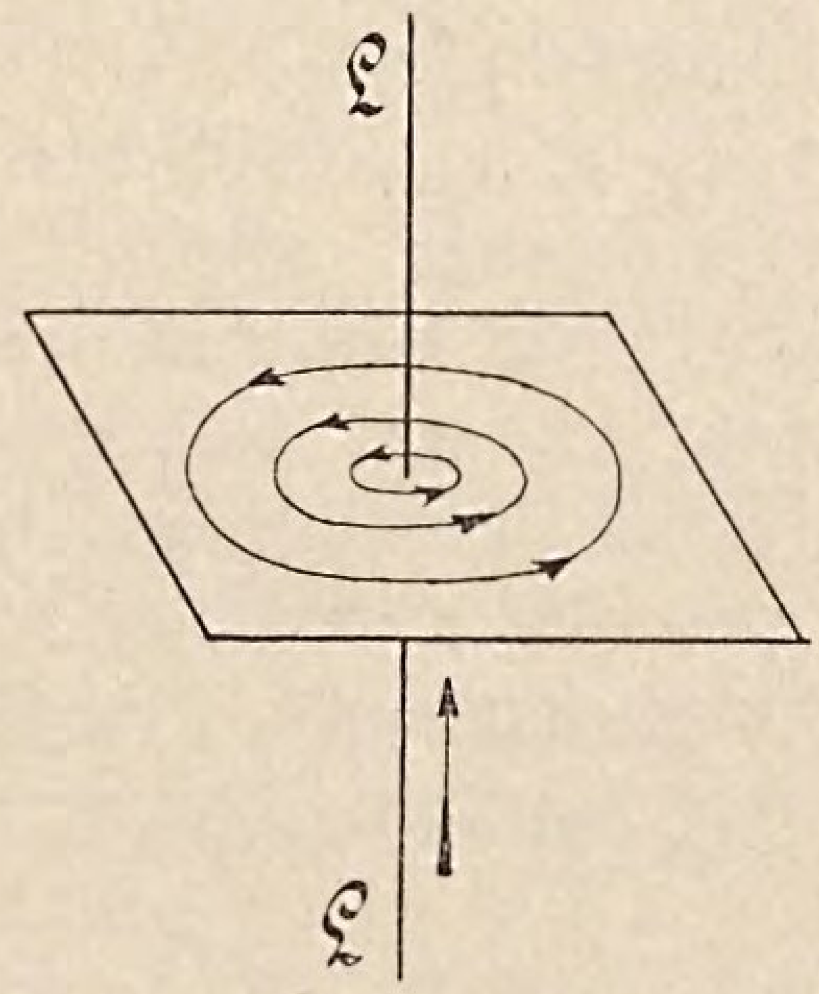


Fig. 110.

Gesetz von Biot und Savart.

299. Für die Stärke der magnetischen Kraft fanden Biot und Savart folgendes Gesetz. Ein kreisförmig gebogener Stromleiter von der Länge l (Fig. 111) übt auf einen im Zentrum dieses Kreises in der Entfernung des Radius r gelegenen Magnetpol μ eine Kraft K aus (in Fig. 111 senkrecht zur Zeichnungsebene nach vorne gerichtet), welche proportional der Stromintensität i, proportional der Länge l, propor-

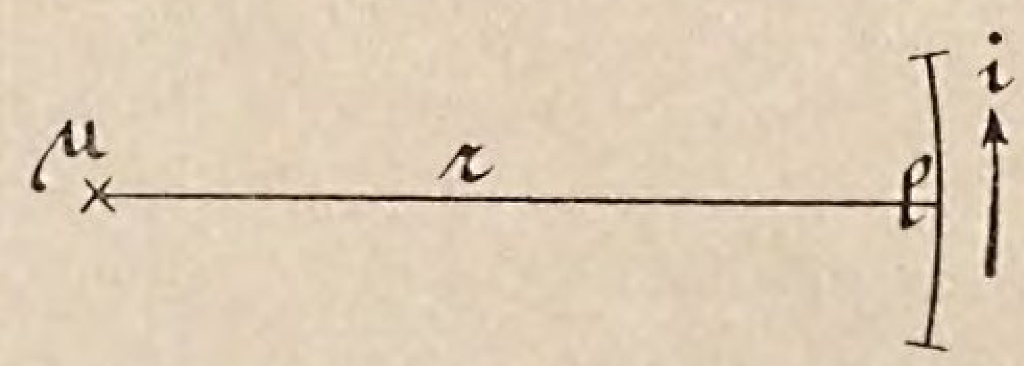


Fig. 111.

tional der Magnetismusmenge des Poles μ und umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes r ist, so dass

$$K \text{ proportional } \frac{i \,.\, l \,.\, \mu}{r^2}.$$

Definition der absoluten Stromeinheit.

Hierin kann die Kraft K, die Längen l und r und die Magnetismusmenge μ in der uns schon bekannten Weise durch absolutes Mass ausgedrückt werden. Setzt man daher, wie Wilhelm Weber dies gelehrt hat, im Wege der Definition fest, dass die Proportionalität des Biot-Savart'schen Gesetzes zu einer Gleichheit gemacht wird, dass also

$$K = \frac{i \,.\, l \,.\, \mu}{r^2}$$

sein soll, so ist damit die Masseinheit für i definiert. Denn nun muss diejenige Stromintensität $i = 1$ gesetzt werden, welche die Länge eines Centimeters durchfliessend auf einen in 1 cm Entfernung befindlichen Magnetpol von der Magnetismusmenge Eins (s. oben 262) die Kraft von 1 Dyn ausübt. Dieser so definierte Strom wurde durch internationale Verständigung (1881) als absolute Stromeinheit festgesetzt und als elektromagnetische Stromeinheit bezogen auf cm, gr, sec. bezeichnet, um dadurch anzudeuten, dass die Definition sich auf die magnetische Wirkung des elektrischen Stromes stützt. Für praktischen Gebrauch erwies es sich als zweckmässiger, nicht diese absolute Stromeinheit selbst, sondern den zehnten Teil derselben als Einheitsmass einzuführen und dieser praktischen Stromeinheit den Namen Ampère zu geben.

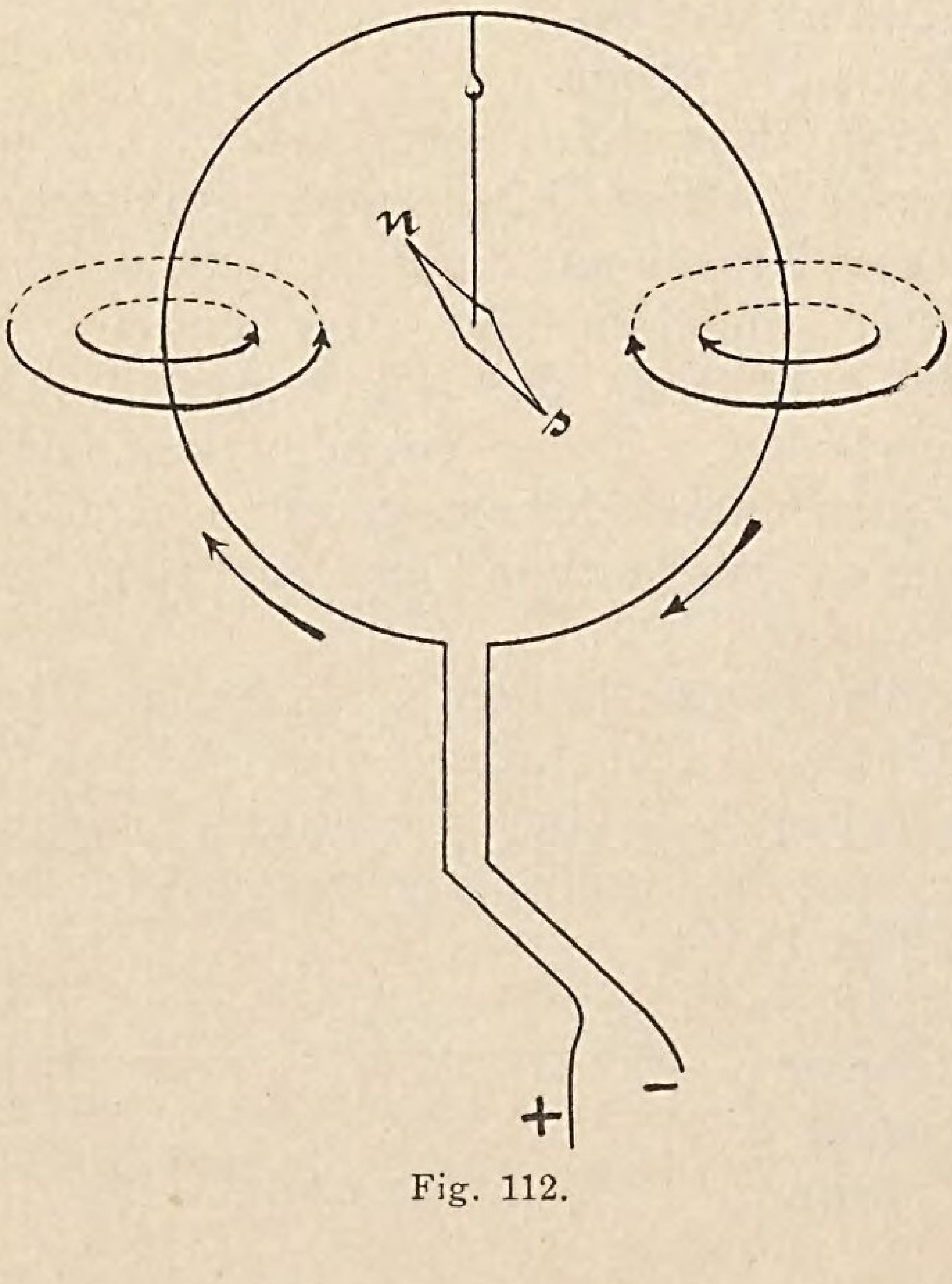


Fig. 112.

Experimentelle Ausmessung der Stromstärke mittelst der Tangentenbussole.

300. So, wie das Biot-Savart'sche Gesetz in 299 formuliert ist, enthält dasselbe zwei Fiktionen, nämlich einen vereinzelten Magnetpol und ein vereinzeltes Stück l eines Stromlaufes, welche die Verwertbarkeit des Gesetzes zu einer numerischen Bestimmung nicht unmittelbar erkennen lassen. Dies wird durch die Tangentenbussole möglich. Durch einen ringförmig gebogenen

Draht (Fig. 112) möge ein Strom in der Richtung der Pfeile fliessen. Das entstehende magnetische Feld ist durch einige kreisförmige Kraftlinien angedeutet. Man sieht, dass jeder Teil des Stromringes auf den Mittelpunkt in derselben Richtung magnetisch wirkt. Eine frei in der Mitte bewegliche Magnetnadel wird daher senkrecht gegen die Ringebene, den Nordpol nach hinten, gestellt werden, falls keine anderen Kräfte auf sie wirken. Die Kraft, mit welcher jeder Pol fortgetrieben wird, ist nun nach dem Biot-Savart'schen Gesetze, wenn wir mit r den Radius des Stromringes bezeichnen, $K = \frac{i \cdot \mu \cdot 2\pi \cdot r}{r^2} = \frac{i \cdot \mu \cdot 2\pi}{r}$. Denn das l in der Formel (299) ist hier gleich der Peripherie $2\pi r$.

Nun wirkt aber gleichzeitig auch der Erdmagnetismus richtend auf die Nadel. Wenn man daher den Stromring der Tangentenbussole in die Ebene des magnetischen Meridianes stellt, so wird die Nadel durch den Strom nicht mehr um 90 Grad abgelenkt werden, sondern etwa nur um den Winkel φ^0, indem die Drehungsmomente der beiden Kräfte E (erdmagnetische Richtkraft) und K (ablenkende Stromkraft) einander das Gleichgewicht halten.

Das Drehungsmoment des Stromes ist in Summa für beide Pole der Nadel $2 \cdot K \cdot l \cdot \cos\varphi$, wenn l die halbe Länge der Magnetnadel oder $= 2 \cdot \frac{i \cdot \mu \cdot 2 \cdot \pi}{r} \cdot l \cdot \cos\varphi$. Setzt man das magnetische Moment $2 l \mu = m$, so wird das gesamte Drehungsmoment der Stromkraft $= \frac{i \cdot m \cdot 2\pi}{r} \cdot \cos\varphi$. Das Drehungsmoment der erdmagnetischen Kraft war (s. oben 263) $H \cdot m \cdot \sin\varphi$. Durch Gleichsetzung beider Momente erhält man, indem m sich auf beiden Seiten weghebt,

$$\frac{i \cdot 2\pi}{r} \cdot \cos\varphi = H \cdot \sin\varphi$$

$$\text{oder } i = \frac{H \cdot r}{2\pi} \cdot \operatorname{tang}\varphi \; (C.\,G.\,S.).$$

Diese Formel gestattet demnach i in absoluten (cm, gr, sec.) Einheiten zu berechnen, wenn man die Horizontalkomponente H kennt und wenn man den Radius der Tangentenbussole und den Ablenkungswinkel φ ausmisst. Will man i nach Ampère ausdrücken, so ist die rechte Seite noch mit 10 zu multiplizieren, also

$$i = \frac{H \cdot r \cdot 5}{\pi} \cdot \operatorname{tg}\varphi \text{ Ampère.}$$

In dieser Formel ist der erste Faktor ein nur vom Radius der Bussole und von der Horizontalintensität abhängender.

Man nennt ihn den Reduktionsfaktor der Tangentenbussole. Weiter ist zu bemerken, dass die Herleitung dieser Formel unter der Voraussetzung gemacht ist, dass die Magnetnadel genau in der Mitte des Stromringes sich befinde und unendlich klein im Verhältnis zu r sei. Da in Wirklichkeit letztere Bedingung nicht genau zutrifft, so bedarf die Formel für sehr genaue Messungen entweder gewisser kleiner Korrektionen oder aber man verschiebt nach Gaugain das Zentrum der Nadel ein gewisses Stück aus der Ebene des Stromringes heraus längs der Symmetrieaxe des Ringes. Der Reduktionsfaktor wird jetzt ein anderer, aber die Proportionalität von i mit dem tang φ eine vollkommenere.

Multiplikator.

301. Gibt man beispielsweise der Tangentenbussole einen Radius von 22 cm, so wird, $H = 0,2$ gesetzt, der Reduktionsfaktor $\frac{0,2 \times 22 \times 5}{\pi}$ = rund 7. Man würde demnach bei einer Ablenkung von 45^0, wobei tang $\varphi = 1$ ist, einen Strom von 7 Amp. haben. Ein Strom von 0,7 Amp. wird bei demselben Apparat nur $5^0 42'$ Ablenkung geben. Für kleinere Ströme muss man demnach entweder die Winkelablesung der Nadel verfeinern, oder aber man wendet statt des einen Stromringes einen Multiplikator an, d. h. eine aus vielen Windungen bestehende Drahtrolle, welche nun, schon von ganz schwachen Strömen durchflossen, der Magnetnadel merkliche Ausschläge gibt. Sind n-Windungen vorhanden, so wird der Reduktionsfaktor n-mal kleiner als für eine Windung. Ein solches Instrument, bestehend aus einem oder besser aus zwei symmetrisch zur Nadel gestellten Multiplikatoren, wird Galvanometer genannt. Für kleine Ablenkungen ist auch hier die Stromstärke proportional der Tangente des Ablenkungswinkels. Den Reduktionsfaktor (Galvanometerkonstante) bestimmt man aber nicht durch Ausmessung der Dimensionen des Multiplikators, sondern durch Aichung mittelst einer Tangentenbussole, indem man einen bekannten Bruchteil (s. unten 310) des durch letztere gehenden Stromes durch das Galvanometer schickt. Apparate, bei denen der Ausschlag der Nadel die Stromstärke abzulesen gestattet, heissen Ampèremeter.

Galvanometer-Konstante.

Ampèremeter.

Hauy'scher Stab.

Die Empfindlichkeit der Galvanometer ist offenbar um so grösser, je kleiner die Galvanometerkonstante. Diese ist, abgesehen von der Zahl und dem Durchmesser der Windungen, proportional mit H. Man kann daher die Empfindlichkeit steigern, indem man H künstlich verkleinert. Dies geschieht durch einen sog. astasierenden oder Hauy'schen Magnetstab, den man so aufstellt, dass er am Orte des Galvanometers die horizontale Richtkraft des Erdmagnetismus verkleinert. Derselbe

Zweck wird durch ein astatisches Nadelpaar erreicht, d. h. durch zwei fest miteinander verbundene Nadeln, welche mitihren Polen entgegengesetzt liegen und von denen die untere im Multiplikator, die obere über demselben schwebt (cf. Fig. 114 links). Mit diesen Hilfsmitteln lassen sich Ströme noch messbar machen, deren Intensität nicht mehr als den millionstel Teil eines milliampère (1 milliampère = $^1/_{1000}$ Ampère) beträgt. Astatisches Nadelpaar.

Das Ohm'sche Gesetz.

302. Georg Simon Ohm zeigte (1827), dass die Stromstärke i, welche sich in dem Schliessungsbogen eines galvanischen Elementes oder einer Volta'schen Säule entwickelt, abhängig ist 1. von der elektromotorischen Kraft e des Elementes, welcher sie proportional ist, 2. von der Leitungsfähigkeit der den ganzen Stromkreis bildenden Substanzen, welcher sie gleichfalls proportional ist. Unter der elektromotorischen Kraft wird dabei die Fähigkeit des Elementes verstanden, die beiden Metalle (z. B. Kupfer und Zink) auf ein verschiedenes elektrisches Potential zu laden, und es wird die Grösse dieser Potentialdifferenz im offenen (ungeschlossenen) Zustande des Elementes als Mass der elektromotorischen Kraft genommen. Drei Elemente, die wie in Fig. 109 »hintereinander geschaltet« sind, haben demnach die dreifache elektromotorische Kraft eines einzelnen. Die Leitungsfähigkeit andrerseits drückt aus, mit welcher Geschwindigkeit der Schliessungsbogen die entgegengesetzten Elektrizitäten der Elementenpole zum Ausgleich bringt, aber auch mit welcher Geschwindigkeit durch das Element immer aufs neue Ersatz für die ausgeglichenen Ladungen geschaffen wird. Je langsamer dies vor sich geht, um so kleiner ist die Leitungsfähigkeit, um so grösser der »Widerstand« des Stromkreises. Diesem reziproken Begriff der Leitungsfähigkeit ist demnach die Stromstärke umgekehrt proportional. Es ist dieser Widerstand gleich der Summe des im Element vorhandenen »inneren Widerstandes« r und des Widerstandes w des äusseren Schliessungsbogens. Das von Ohm aufgestellte Gesetz lautet demnach Qualitative Definition der elektromotorischen Kraft und des Widerstandes.

$$i \text{ proportional } \frac{e}{w+r}.$$

303. Das Ohm'sche Gesetz belehrt uns über die zweckmässigste »Schaltung« von Elementen. Werden die Elemente wie in Fig. 109 so miteinander verbunden, dass immer das Zink des einen Elementes an das Kupfer des nächsten gefügt wird, so ist das eine Schaltung in Säulenform, oder in Serie, oder eine Schaltung der Elemente hintereinander. Die elektro- Schaltungsweise von Elementen.

motorische Kraft ist bei n hintereinander geschalteten Elementen die nfache eines einzigen, der innere Widerstand ist offenbar gleichfalls der nfache eines einzigen Elementes. Wenn man dagegen die Elemente so schaltet, dass alle Zinke untereinander und ebenso alle Kupfer untereinander verbunden sind, so ist dies eine Parallelschaltung oder eine Schaltung der Elemente nebeneinander. Die elektromotorische Kraft ist jetzt nicht grösser, als die eines einzigen Elementes, aber der innere Widerstand der Batterie ist nur $^1/n$ so gross, wie derjenige eines Elementes. Zwischen beiden Schaltungsweisen gibt es Mittelformen. Sind z. B. 6 Elemente disponibel, so kann man je 2 Elemente nebeneinander schalten und die so gebildeten 3 Paare hintereinander. Die elektromotorische Kraft ist jetzt die dreifache eines Elementes, der innere Widerstand jedes Paares $^1/_2$, also der Widerstand der drei hintereinander geschalteten Paare $^3/_2$ von dem eines Elementes. Ist der äussere Widerstand seiner Grösse nach im Verhältnis zum Widerstand der Elemente bekannt, und will man mit einer gegebenen Anzahl von Elementen einen möglichst starken Strom erzeugen, so schaltet man die Elemente so, dass der innere Widerstand soweit wie möglich dem äusseren sich nähert.

Die Einheit der elektromotorischen Kraft, begründet auf magnetische Induktion.

304. Für die volle Verwertung des Ohm'schen Gesetzes ist es erforderlich, nicht bloss für die Stromintensität, sondern auch für die elektromotorische Kraft (E. K.) und den Widerstand genau definierte Einheiten zu besitzen. Wenn man für eine der beiden letztgenannten Grössen eine Einheit im elektromagnetischen Masssysteme definieren kann, so lässt sich daraus auch die Einheit der andern aus dem Ohm'schen Gesetz selber herleiten, indem man die Proportionalität desselben in die Gleichheit verwandelt. W. Weber hat gezeigt, wie man eine solche Einheit auf der Grundlage des absoluten magnetischen Masssystemes mit Hilfe des Grundgesetzes der Magneto-Induktion gewinnen kann. Die Erklärung dieses letzteren möge daher hier eingeschoben werden.

Das Grundgesetz der Magneto-Induktion.

305. Michael Faraday entdeckte (1831), dass im allgemeinen in jedem Leiter, der in einem magnetischen Felde bewegt wird, Ströme auftreten, welche so lange andauern, als die Bewegung dauert. Man kann dies auch so formulieren, dass man sagt: In einem im magnetischen Felde bewegten Leiter treten Potentialdifferenzen auf, welche die Veranlassung

zu Strömen geben, wenn die Punkte verschiedenen Potentiales einen Schliessungskreis vorfinden, der an der Bewegung des Leiters entweder gar nicht oder mit anderer Geschwindigkeit teilnimmt. Für körperlich oder flächenförmig ausgedehnte Leiter nehmen die Gesetze dieser Ströme (Foucault'sche Ströme) verwickelteren Charakter an. In dem einfachsten Falle eines bewegten linearen Leiters (auf den übrigens jene anderen Fälle zurückzuführen sind) gilt folgendes Induktionsgesetz:

Wird ein linearer Leiter (Draht) *ab* (Fig. 113) in einem Magnetfelde bewegt, so entsteht zwischen seinen Endpunkten *a* und *b* während der Bewegung eine Potentialdifferenz, welche als eine elektromotorische Kraft betrachtet werden kann. Die Grösse derselben ist proportional der Anzahl der von *ab* in der Zeiteinheit durchschnittenen Kraftlinien. Dabei muss die Zahl der vorhandenen Kraftlinien im Verhältnis zur Intensität des magnetischen Feldes gewählt sein. Beim magnetischen Felde von der absoluten Intensität Eins z. B. wird man durch jedes senkrecht zu den Kraftlinien gelegene Quadratcentimeter eine Einheitskraftlinie, oder durch jedes Quadratmillimeter eine Kraftlinie von $^{1}/_{100}$ dieser Stärke hindurchgehen lassen. — Was die Richtung der in *ab* hervorgerufenen Potentialdifferenz betrifft, so lässt sich darüber eine der Ampère'schen Regel (s. 298) verwandte aufstellen.

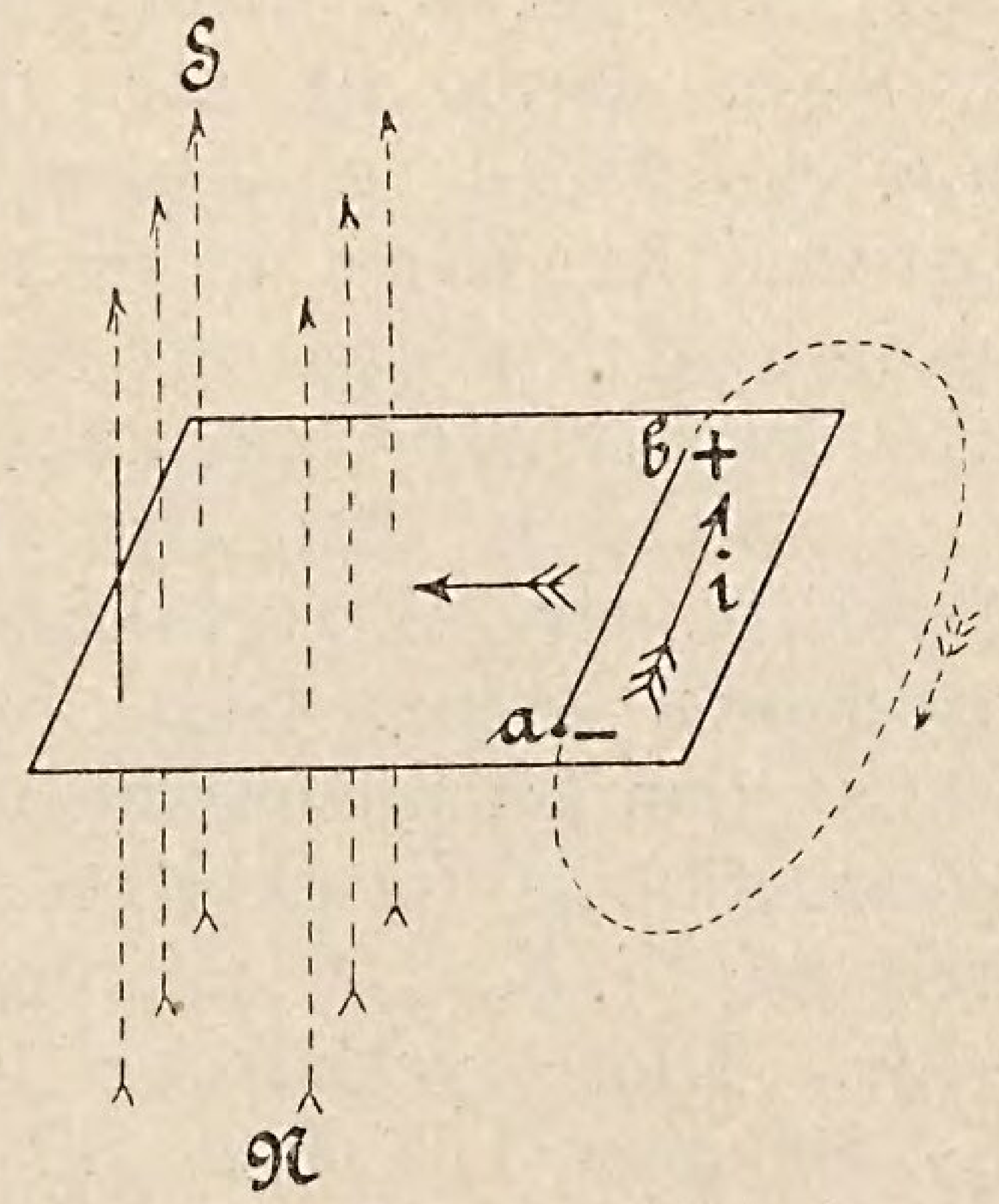


Fig. 113.

Hält man die flache **rechte** Hand derart, dass die Kraftlinien auf die Handfläche zulaufen, und bewegt man die Hand in der Richtung des ausgestreckten Daumens, so wird in einem von der Handwurzel bis zur Fingerspitze gelegten Draht eine E. K. hervorgerufen, deren positiver Pol an der Fingerspitze liegt (oder es wird ein Strom von der Handwurzel zur Fingerspitze fliessen, falls ein äusserer Schliessungskreis vorhanden ist). In Fig. 113 durchsetzen die magnetischen Kraftlinien (einfach gefiederte Pfeile) eine Ebene von unten nach oben. Bewegt man *ab* in der Richtung des zweifach gefiederten Pfeiles, so verhält sich *b* wie der positive und *a* wie der negative Pol eines galvanischen Elementes, und falls

von b nach a ein rücklaufender (punktiert gezeichneter) Schliessungsbogen vorhanden ist, welcher selber vor Induktion geschützt ist, so fliesst in diesem Kreise der Strom von a nach b in der Richtung des dreifach gefiederten Pfeiles.

Absolute Einheit der E.K.

306. Da man nun die Intensität eines magnetischen Feldes, die Länge eines Leiters ab und die Geschwindigkeit seiner Bewegung im absoluten *C. G. S.*-Systeme messen kann, so ist hierdurch die Möglichkeit gegeben, eine Einheit der E. K. so zu definieren: Einheit soll diejenige E. K. sein, welche zwischen den Endpunkten eines im magnetischen Felde bewegten Leiters von 1 cm Länge entsteht, wenn in der Zeiteinheit der Sekunde eine Kraftlinie von ihm durchschnitten wird. Die dasselbe ausdrückende, ursprüngliche Definition von W. Weber lautet so: Die Einheit der E. K. entsteht auf einem Leiter von 1 cm Länge, wenn er mit der Geschwindigkeit von 1 cm per Sekunde in einem magnetischen Felde von der Intensität Eins derart senkrecht zu seiner Längsrichtung fortbewegt wird, dass er parallel mit sich die Kraftlinien senkrecht durchschneidet.

Definition des Volt.

Diese so definierte absolute Einheit ist im Vergleich zu den E.K. der gebräuchlichen galvanischen Elemente eine ausserordentlich kleine. Diese letzteren würden daher in absolutem Masse gemessen unbequem grosse Zahlen ergeben. Daher ist konventionell festgesetzt (cf. 299), dass die praktische Einheit der E. K. 100 millionenmal grösser als die absolute sein solle. Diese praktische Einheit wird als Volt bezeichnet. Es ist also 1 Volt $= 10^8$ *C. G. S.*-Einheiten der E. K. Ein Daniell'sches Element hat eine E. K. von etwas über 1 Volt, ein Bunsen'sches Element nahe 2 Volt.

Absolute Widerstands-Einheit.

307. Als absolute Einheit des Widerstandes wird nunmehr der Widerstand desjenigen Stromkreises (innerer plus äusserem; $r + w$) definiert, in welchem die absolute Einheit der E. K. die absolute Stromeinheit hervorruft. Aus der Proportionalität des Ohm'schen Gesetzes wird hierdurch

$$i = \frac{e}{w + r},$$

worin i, e und $(w + r)$ nach absoluten *C. G. S.*-Einheiten auszumessen sind. Für die Benutzung der praktischen Einheiten des Ampère und Volt muss auch eine entsprechende Definition für eine praktische Widerstandseinheit gegeben werden, damit die vorstehende Gleichung brauchbar bleibt. Diese lautet:

Definition des Ohm.

Die praktische Einheit des Widerstandes — genannt 1 Ohm — soll durch den Widerstand desjenigen Leiters gebildet werden, in welchem die E. K. von

1 Volt den Strom von 1 Ampère hervorruft. Ein Ohm muss hiernach 1000 millionenmal grösser als die absolute Einheit des Widerstandes sein, d. h. 1 Ohm = 10^9 *C. G. S.*-Einheiten des Widerstandes.

Demonstrations-Apparat zur Ohm- und Volt-Bestimmung.

308. Die Definition der Einheit für E. K. und indirekt damit auch diejenige der Widerstandseinheit begründet sich auf gewisse fingierte Vorgänge (Bewegung von geradlinigen Leitern im magnetischen Felde, die durch einen an der Bewegung nicht teilnehmenden, äusseren Schliessungsbogen geschlossen sein sollen), deren experimentelle Verwirklichung nicht ohne weiteres möglich erscheint. In der That erfordert auch eine genau ausgeführte, absolute Messung von Widerständen oder elektromotorischen Kräften verwickeltere Vorrichtungen. An dem vom Verfasser konstruierten, durch Fig. 114 erläuterten Apparate

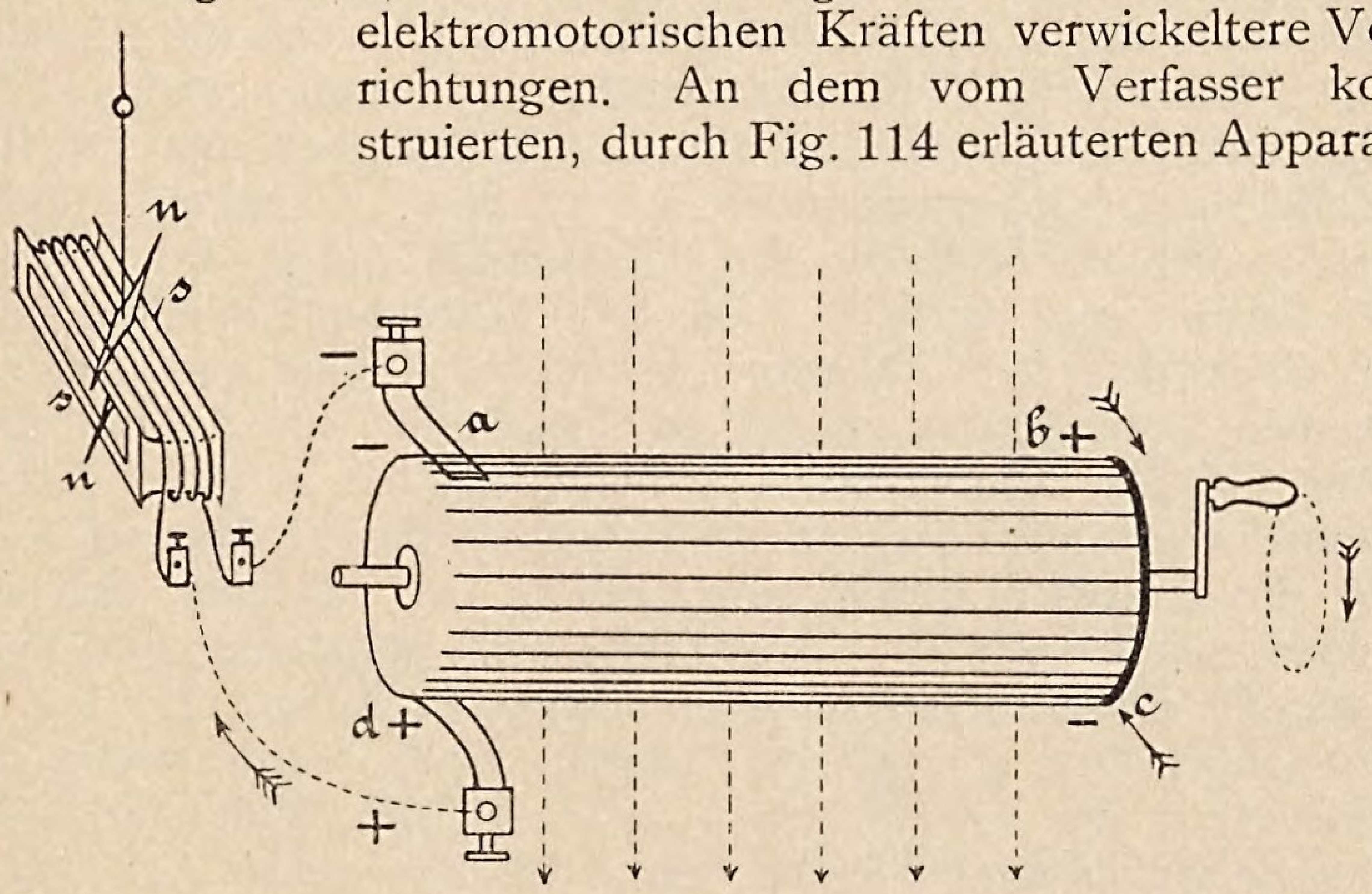


Fig. 114.

lässt sich in möglichst einfacher Weise übersehen, auf welchem experimentellen Wege etwa ein spezieller Widerstand nach Ohm bestimmt werden kann. Auf dem Mantel eines 0,5 m langen Cylinders, der mittelst Kurbel um seine Axe gedreht werden kann, befinden sich circa 40 parallele, dicke Kupferdrähte, die auf der ganzen Länge voneinander isoliert, dagegen an der einen Seite *b c* durch einen kupfernen Reifen miteinander verbunden sind. Auf der Seite *a d* schleifen zwei feststehende Federn auf den freien Enden der Drähte. Der Apparat möge horizontal aufgestellt sein im magnetischen Felde der Erde. Diejenigen Kraftlinien, welche die Vertikalintensität des Erdmagnetismus darstellen, laufen von oben nach unten senkrecht. Dieselben werden bei der Rotation des Apparates senkrecht durchschnitten von denjenigen beiden Kupferdrähten *a b* und *b c*, welche jeweilig durch den höchsten

und tiefsten Punkt hindurchgehen. Nach der obigen Regel (cf. 305) muss nun in ab eine E. K. induziert werden, wobei b der positive Pol ist, wenn die Rotationsrichtung der Kurbel linksläufig (wie durch Pfeil angedeutet) ist. In dem Drahte cd, der entgegengesetzt die Kraftlinien durchschneidet, wird c der negative, d der positive Pol. Durch ihre Verbindung bei bc stellen diese beiden Drähte daher zwei hintereinandergeschaltete Elemente dar, deren E. K. die doppelte von derjenigen eines Drahtes ist. Gibt man der Kurbel nun eine solche Geschwindigkeit, dass ein Peripheriepunkt des Cylinders 1 m = 100 cm per Sekunde zurücklegt (was aus der Umdrehungszahl und dem Umfang des Cylinders zu berechnen ist), so wird in jedem Centimeter des Drahtes die absolute E. K. von $100 . V$, also in 2×50 cm die E. K. von $10000\ V$ induziert, wenn V die absolute Vertikalintensität des Erdmagnetismus ist, für welche rund 0,4 angenommen sei (cf. 263). Zwischen a und d besteht also im Momente ihres Passierens durch die höchste und tiefste Lage die E. K. von 4000 absoluten Einheiten oder von 0,00004 Volt.*) Nachdem die beiden Drähte passiert sind, kommen unausgesetzt andere an ihre Stelle, für welche dasselbe gilt. Die feststehenden Schleiffedern bei a und d haben demnach beständig die genannte Potentialdifferenz. Man schliesse nun die letzteren durch einen Bogen, in welchem sich ein Galvanometer befindet. Die Nadel wird abgelenkt und man bestimme die Stromstärke i (cf. 300) nach Ampère. Es sei beobachtet etwa $i = 0{,}0002$ Ampère. Dann würde, wenn der Widerstand der Drähte $ab + cd. = r$, der Widerstand des äusseren Schliessungsbogens von d bis $a = w$ ist

$$0{,}0002 = \frac{0{,}00004}{w + r}$$

sein, woraus $w + r = 0{,}2$ Ohm folgt. Es ist somit eine spezielle E. K., nämlich die Potentialdifferenz zwischen den beiden Klemmschrauben bei a und d (Klemmspannung) und ebenso ein spezieller Widerstand, nämlich der Widerstand der äusseren Leitung von d bis a plus dem (zu vernachlässigenden kleinen) Widerstande der Drähte ab und cd, in absolutem Masse bestimmt worden. Durch Methoden, welche die Vergleichung zweier E. K. oder zweier Widerstände gestatten (s. unten 312 und 315), lässt sich demnach jede E. K. und jeder Widerstand in Volt und Ohm messen.

*) Stellt man die beiden Schleiffedern so, dass sie um 90° gegen die in der Figur gezeichnete Lage gedreht sind, also die zwei in der halben Höhe des Cylinders gegenüber liegenden Drähte berühren, und stellt man gleichzeitig die Drehungsaxe des Cylinders senkrecht zum magnetischen Meridian, so erhält man die Induktionswirkung der Horizontalkomponente, des Erdmagnetismus, welche nahe halb so gross ist, wie die Vertikalkomponente.

Die Kirchhoff'schen Gesetze.

309. Die Potentialdifferenz v eines offenen Elementes ist gleich seiner E. K. Ebenso ist die Potentialdifferenz zwischen den Klemmschrauben eines durch den endlichen Widerstand w geschlossenen Elementes vom inneren Widerstande Null gleich der E. K. e. In diesem letzteren Falle ist also $e = iw = v$. Wird nun (s. Fig. 115, I) ein Draht ab vom Widerstande w von einem irgend woher kommenden Strome i durchflossen, so kann man dies immer so auffassen, als wenn a und b die Pole eines Elementes vom innern Widerstande 0 wären. Demnach ist, wenn v die Potentialdifferenz der Punkte a und b ist,

$$v = i \, . \, w.$$

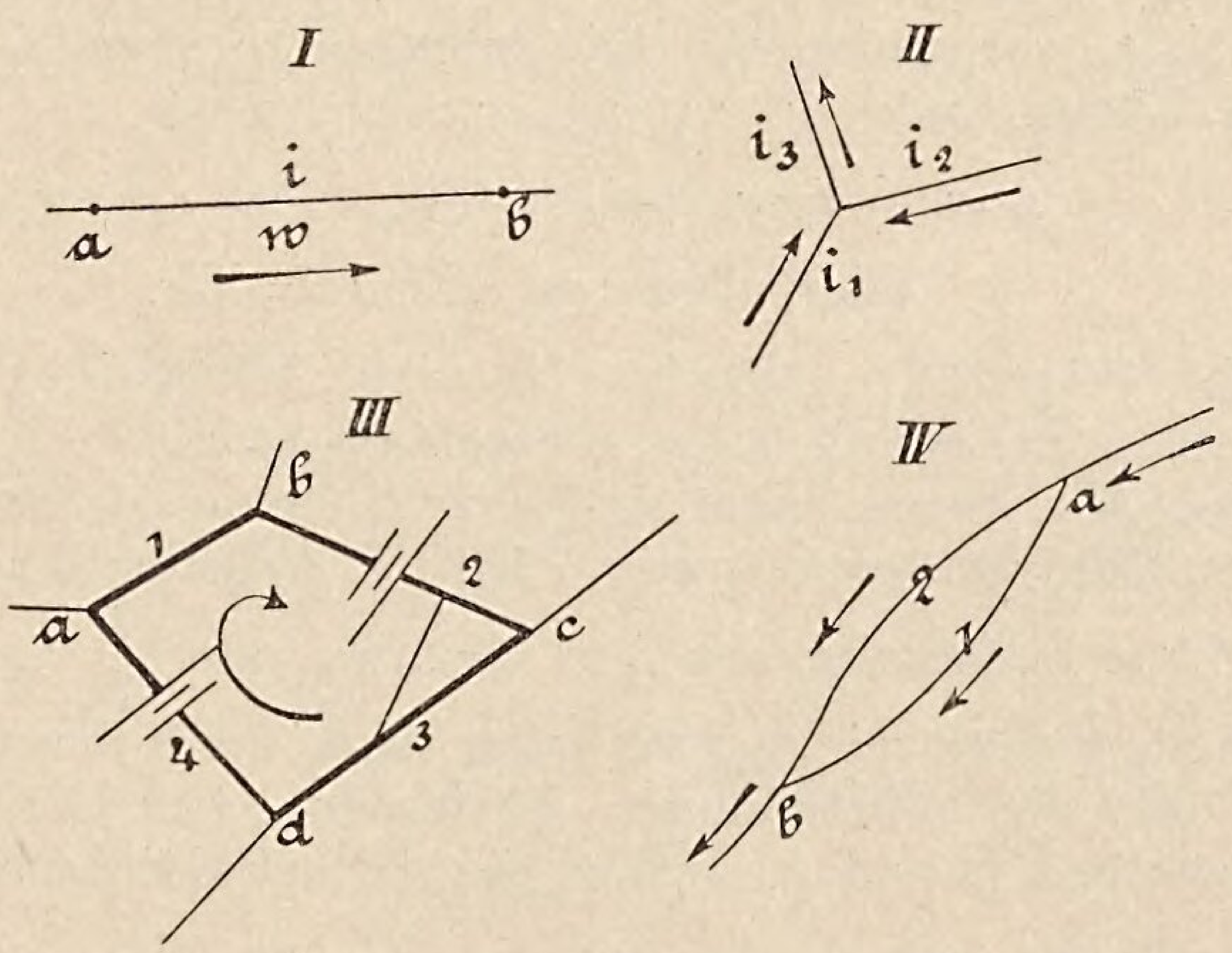


Fig. 115.

Der Draht ab hat bei a das höhere, bei b das kleinere Potential. Der Strom fliesst von a nach b.

Man unterscheide diesen Fall sorgfältig von jenem, z. B. in Fig. 114 vorhandenen, wo a das kleinere, b das grössere Potential hat und dennoch der Strom von a nach b fliesst. Hier nämlich rührt die Potentialdifferenz von einer längs ab auftretenden E. K. her, so dass ab die Rolle des Elementes und nicht die des äusseren Schliessungsbogens spielt.

Diese Betrachtungen führen unmittelbar zu den Kirchhoff'schen Sätzen über die Beziehungen zwischen i, e und w in verzweigten Leiternetzen. Dieselben lauten:

Erster Kirchhoff'scher Satz.

1. An den Kreuzungspunkten eines Leiternetzes, welches von stationären, elektrischen Strömen durchflossen wird, ist die Summe der zu dem Kreuzungspunkt hinführenden Intensitäten gleich der Summe der weggehenden. So ist

in Fig. 115, II $i_1 + i_2 = i_3$ oder allgemein, wenn man die zum Kreuzungspunkt hingehenden Intensitäten positiv, die andern negativ rechnet, $\Sigma i = 0$.

Zweiter Kirchhoff'scher Satz.

2. In einer geschlossenen, aus Abschnitten wechselnder Stromstärke bestehenden Figur eines Leiternetzes ist die Summe der für die einzelnen Abschnitte gebildeten Produkte aus Intensität und Widerstand gleich der Summe der in diesem Umkreise vorhandenen elektromotorischen Kräfte, wenn man die in einer bestimmten Umlaufsrichtung fliessenden Ströme und die in derselben Richtung stromerzeugenden E. K. positiv, die entgegengesetzten negativ rechnet. — So ist in Fig. 115, III angenommen, dass in dem Vierecke *abcd* in Seite 2 oder *bc* die E. K. e_2, in Seite 4 die E. K. e_4 vorhanden sei. Die Intensitäten seien i_1, i_2, i_3, i_4, die Widerstände w_1, w_2, w_3, w_4. Dann ist

$$i_1 w_1 + i_2 w_2 + i_3 w_3 + i_4 w_4 = e_1 + e_2$$

oder allgemein $\Sigma iw = \Sigma e$.

Einfache Stromverzweigung.

310. Wie man unmittelbar übersieht, bildet das Ohm'sche Gesetz einen Spezialfall des allgemeineren zweiten Kirchhoff-schen Satzes. Ebenso leicht ergiebt sich hieraus, dass für eine einfache Stromverzweigung Fig. 115, IV zwischen den Punkten *a* und *b* die Beziehung gilt $i_1 w_1 = i_2 w_2$ oder $\frac{i_1}{i_2} = \frac{w_1}{w_2}$, d. h. in einer Stromverzweigung verhalten sich die Intensitäten umgekehrt wie die Widerstände. Ist ferner *r* der Gesamtwiderstand zwischen *a* und *b*, und *v* die Potentialdifferenz, so ist $i_1 + i_2 = \frac{v}{r}$. Da nun $i_1 = \frac{v}{w_1}$ und $i_2 = \frac{v}{w_2}$, so folgt $\frac{1}{w_1} + \frac{1}{w_2} = \frac{1}{r}$ oder $r = \frac{w_1 + w_2}{w_1 \,.\, w_2}$, woraus der Widerstand *r* einer verzweigten Leitung zu berechnen ist, wenn die Einzelwiderstände w_1 und w_2 gegeben sind.

Widerstand einer verzweigten Leitung.

Die Vergleichung von Widerständen und elektromotorischen Kräften.

Methode der Substitution.

311. Zwei Widerstände, welche abwechselnd einer und derselben Stromleitung eingefügt werden und dabei die nämliche am Galvanometer beobachtete Stromintensität zeigen, sind gleich. Diese Methode der Substitution bedarf keiner weiteren Erläuterung. Sie setzt voraus, dass die in beiden Versuchen benutzten elektromotorischen Kräfte durchaus konstant bleiben.

Wheatstone'sche Methode.

312. Frei von dieser Voraussetzung ist die von Wheatstone angegebene Vergleichungsmethode. In Fig. 116, I sei

von 4 Widerständen 1, 2, 3, 4 das Viereck (Wheatstone'sches Viereck) *abcd* gebildet. Die Punkte *b* und *d* (die eine Diagonale des Vierecks) seien durch eine Leitung verbunden, in welcher sich ein Galvanoskop *G* befindet. Werden dann die Punkte *a* und *c* (die andere Diagonale) mit den Polen eines Elementes verbunden, so tritt eine Stromverzweigung bei *a, b, c, d* ein, welche im allgemeinen das Galvanoskop ablenkt, in einem besonderen Falle dasselbe aber nicht ablenkt, nämlich in dem Falle, dass die 4 Widerstände w_1 w_2 w_3 w_4 die sogenannte Wheatstone'sche Proportion

$$w_1 : w_2 = w_3 : w_4$$

bilden, oder dass die Produkte der Widerstände gegenüberliegender Seiten einander gleich sind. Der Beweis für diesen Satz ergibt sich durch Anwendung der Kirchhoff'schen Sätze auf den Kreis *abd* und *bcd*. Man erkennt auch ohne weiteres seine Richtigkeit, wenn man sich die Diagonale *bd* zunächst

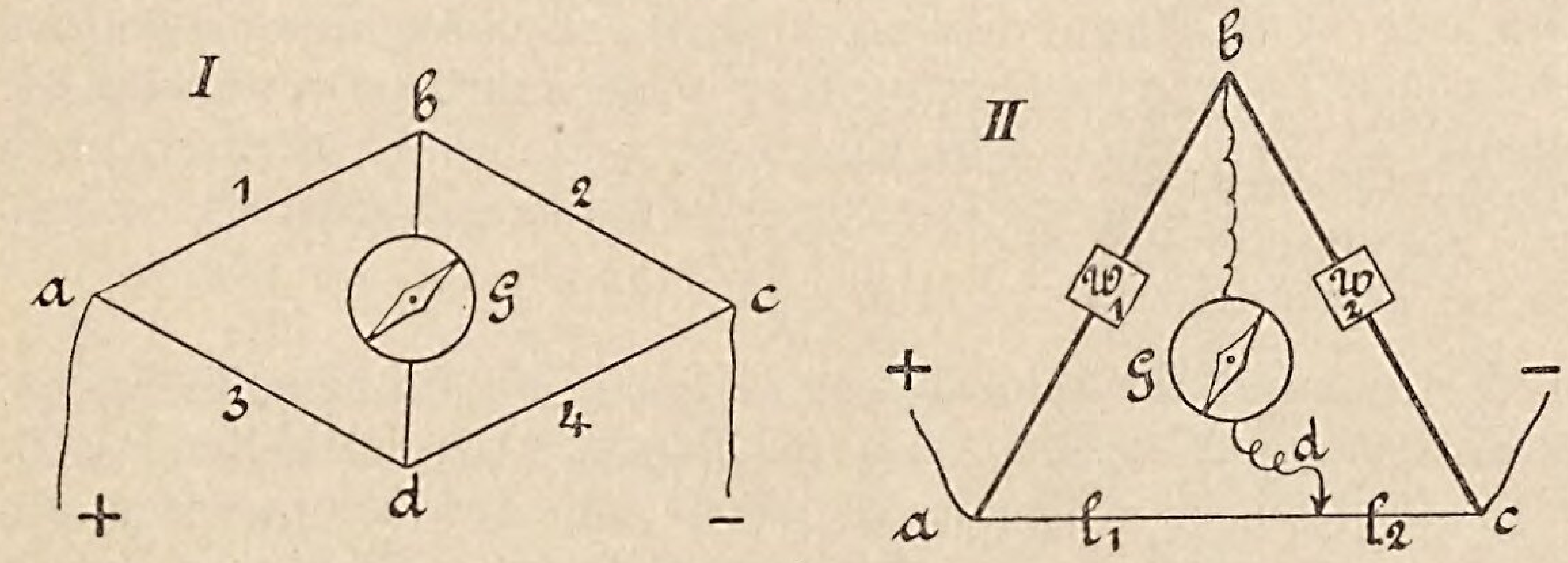


Fig. 116.

wegdenkt und nun überlegt, dass der Potentialabfall des Stromes von *a* über *b* nach *c* und von *a* über *d* nach *c* den Widerständen dieser Strecken proportional erfolgen muss, und dass je zwei Punkte, wie *b* und *d*, welche die Widerstände *abc* und *adc* in proportionale Strecken teilen, die Potentialdifferenz Null haben müssen. Zwischen solchen zwei Punkten kann aber kein Strom fliessen. Umgekehrt schliesst man nun mit demselben Rechte, dass, wenn das Galvanoskop keinen Ausschlag gibt, alsdann die Wheatstone'sche Proportion besteht. Verschafft man sich nun zwei Widerstände, deren Verhältnis man genau kennt, indem man z. B. zwei genau gleiche Drähte oder zwei Drähte von gleicher Dicke, gleichem Material und ausgemessenem Längenverhältnis nimmt, und setzt man diese beiden an die Stelle von w_3 und w_4, so hat man damit das Verhältnis der zwei andern Widerstände w_1 und w_2. Für die praktische Ausführung schaltet man bei w_1 einen Widerstandskasten ein, d. h. ein System von Widerständen bekannter, nach Ohm bestimmter

Grösse, welche sich nach Art eines Gewichtssatzes zu jeder bekannten Grösse (durch Stöpselung) willkürlich verändern lassen. Für den unbekannten Widerstand w_2 findet sich dann seine Grösse in Ohm, wenn versuchsweise die Grösse von w_1 so lange geändert wird, bis das Galvanoskop keinen Ausschlag zeigt.

Modifikation von Kirchhoff.

Eine von Kirchhoff angegebene Modifikation dieser Methode besteht darin, dass man (Fig. 116, II) die bekannte Einheit des Widerstandes in die Seite ab, den zu messenden Widerstand in bc bringt, die beiden Seiten ad und dc durch einen gleichmässig dicken ausgespannten Draht (Messbrücke) bildet, und nun mit dem vom Galvanoskop kommenden Draht einen Kontaktpunkt d auf der Brücke sucht, bei dem kein Ausschlag stattfindet. Die beiden Widerstände w_3 und w_4 verhalten sich dann wie die gemessenen Längen $l_1 = ad$ und $l_2 = dc$ und man hat $w_2 = \frac{l_2}{l_1} w_1$.

Spezifischer Widerstand.

313. Durch Widerstandsvergleichungen bestätigt man, dass der Widerstand w eines linearen Leiters seiner Länge l direkt und seinem Querschnitte q umgekehrt proportional ist, ausserdem aber noch von einem dem Material eigentümlichen Koëffizienten, dem spezifischen Widerstande s abhängt, so dass

$$w = s \frac{l}{q}$$

ist. Setzt man s für Quecksilber = 1, so ist s für Neusilber 0,21, für Eisen 0,1, für Messing 0,05, für Kupfer 0,016, für Silber 0,015. Die spezifischen Widerstände sind von der Temperatur abhängig und nehmen für die reinen festen Metalle um etwa 0,4% pro 1^0 C. zu, für Legierungen weniger.

Beziehung des Ohm zur Siemens'schen Einheit.

314. Durch verschiedene Methoden (cf. oben 308) der absoluten Widerstandsbestimmung (Ohmbestimmung) ist ermittelt, dass eine Quecksilbersäule von 1 qmm Querschnitt und 106,282 cm Länge bei der Temperatur 0^0 gleich 1 Ohm ist. Die lange Zeit gebräuchliche, von W. v. Siemens eingeführte Quecksilber- oder Siemens'sche Einheit war definiert als eine solche Säule von 1 m Länge. Es ist also 1 Ohm = 1,06282 S. E.

Vergleichung von elektromotorischen Kräften.

315. Zwei elektromotorische Kräfte e_1 und e_2, z. B. diejenigen von zwei Elementen, vergleicht man, indem man dieselben durch sehr grosse Widerstände w_1 und w_2 schliesst und diese so abstuft, dass beidemal ein mit eingeschaltetes Galvanometer den gleichen Ausschlag zeigt. Wenn man der Voraussetzung nach dann die inneren Widerstände der Elemente gegen die sehr grossen äusseren vernachlässigt, so ist die Stromstärke das eine Mal $\frac{e_1}{w_1}$, das andere Mal $\frac{e_2}{w_2}$. Man hat also $e_2 = e_1 \frac{w_2}{w_1}$,

woraus, wenn e_1 eine E. K. bekannter Grösse ist, e_2 mittelst des als bekannt angenommenen Verhältnisses der Widerstände zu berechnen ist. Bei einer andern von Dubois-Reymond angegebenen Methode, welche ebenso wie die Wheatstonesche eine sog. Nullmethode ist, lässt sich eine Vergleichung der E. K. zweier Elemente im stromlosen Zustande vornehmen.

Gewisse galvanische Elemente, z. B. das Clark'sche, behalten, einmal zusammengesetzt, für lange Zeit ungeschlossen eine unveränderliche E. K. und eignen sich als Normalelemente zur Vergleichung anderer. Ein Clark-Element hat 1,42 Volt. Normal-Element.

Die chemischen Wirkungen des Stromes.

316. Die Metallplatte A (Anode) in dem mit Flüssigkeit gefüllten Gefässe (Fig. 117) werde mit dem positiven Pol einer galvanischen Batterie, die zweite Metallplatte K (Kathode) mit dem negativen Pol verbunden. Der zwischen den Elektroden von A nach K gehende Strom kommt alsdann nur zu stande, wenn gleichzeitig eine chemische Zersetzung (Elektrolyse) der Flüssigkeit (Elektrolyt) eintritt. Absolut reines Wasser ist nach F. Kohlrausch ein vollkommener Isolator, lässt daher keinen Strom durch und wird auch nicht zersetzt. Die kleinste Beimengung von Säure oder Salzlösungen macht es leitend. Diess sind daher die eigentlichen Elektrolyten. Ist z. B. Schwefelsäure ($H_2\,SO_4$) der Elektrolyt, so zerfallen die Moleküle in das Kation H_2 und das Anion SO_4. Ersteres strebt der Kathode, letzteres der Anode zu. Der Wasserstoff H scheidet sich in Gasform an K ab, während das Anion SO_4 einem Molekül des Wassers H_2 entzieht und den Sauerstoff O als Gas an der Anode entweichen lässt. Die in diesem Fall auftretenden Zersetzungsprodukte H und O sind nur an den »Elektroden« bemerkbar. Auf der Strecke zwischen A und K hat man sich den Prozess der Leitung so zu denken, dass, begünstigt durch die in einer Flüssigkeit unaufhörlich entstehenden Dissociationen und Wiedervereinigungen der Moleküle, das Kation eines Moleküls in der Stromrichtung mit dem Anion des nächsten Moleküls sich vereinigt und dass nun das hier frei gewordene Kation mit dem nächsten Molekül denselben Prozess einleitet. Die in diesem Beispiel vorhandene Trennung des Moleküls $H_2\,SO_4$ in H_2 und SO_4 ist der primäre elektrolytische Prozess, welcher den sekundären, nämlich die durch SO_4 Der elektrolytische Prozess.

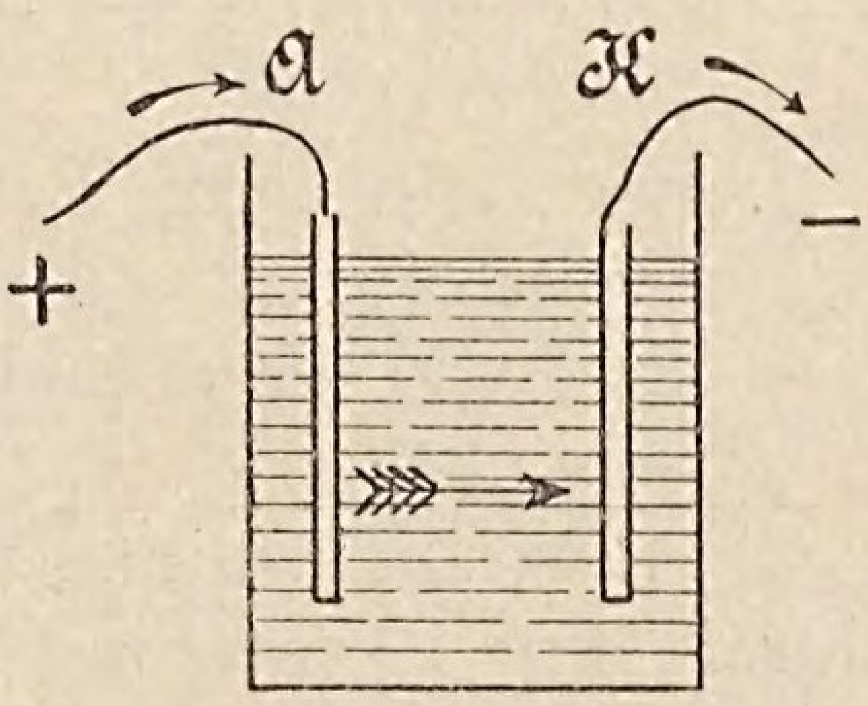


Fig. 117.

bewirkte Zersetzung von H_2O hervorruft. Je nach der Natur des Elektrolyten und der Elektroden nehmen diese Prozesse mannigfache Modifikationen an. Ist der Elektrolyt z. B. Kupfersulphat $CuSO_4$, so ist in der primären Elektrolyse das Kation *Cu*, das Anion SO_4. Ersteres scheidet sich als metallisches Kupfer an der Kathode ab, gleichgültig von welcher Art die Elektrode *K* ist. Der sekundäre Effekt von SO_4 hängt von der Beschaffenheit der Anode ab. Ist diese *Cu*, so wird ein Molekül *Cu* abgetrennt, welches sich mit SO_4 vereinigt. Ist *A* ein schwer oxydierbares Metall, so wird durch SO_4 ein Molekül H_2O zersetzt und *O* steigt als Gas an der Anode auf. Die Fortbewegung des Kations (*H* und Metalle) nach der Kathode zu und die entgegengesetzte des Anions wird als Wanderung der Ionen bezeichnet.

Die Gesetze von Faraday.

317. Die von Faraday aufgefundenen zwei Gesetze dieser chemischen Veränderungen sind:

1. Die von einem Strome in der Zeiteinheit bewirkten Zersetzungen sind ihrer Quantität nach der Stromstärke proportional.
2. Die von derselben Stromstärke in zwei verschiedenen Elektrolyten ausgeschiedenen Gewichtsmengen verhalten sich wie die chemischen Aequivalente (nicht wie die Atomgewichte).

Lässt man einen und denselben Strom z. B. hintereinander durch eine Zersetzungszelle mit Kupfersulphat und eine solche mit Silbernitrat gehen, so verhalten sich die an den Kathoden ausgeschiedenen Gewichtsmengen *Cu* und *Ag* wie 31,6 : 107,7 (das Aequivalentgewicht des *Cu* ist die Hälfte des Atomgewichtes 63,3).

Chemisches Strommass.

Die Gewichtsbestimmung der von einem Strome abgeschiedenen Zersetzungsprodukte liefert ein sehr genaues Strommass. So zersetzt 1 Ampère in 1 Minute 5,5968 mgr Wasser, d. h. er scheidet 5,5968 mgr oder 10,440 ccm Knallgas aus, welches aus 3,480 ccm *O* und 6,960 ccm *H* besteht und deren Gewichte 4,9749 und 0,6219 mgr sind. Derselbe Strom von 1 Ampère scheidet in 1 Minute 19,69 mgr Kupfer und 67,10 mgr Silber aus. Die für solche Messungen geeigneten Apparate heissen Voltameter. Bei Gasausscheidungen wendet man gasometrische Röhren an, welche über die Elektroden gestülpt sind.

Voltameter.

Anwendung der Elektrolyse. Metallgewinnung.

318. Die elektrolytischen Prozesse werden benutzt:

1. zur Zerlegung von chemischen Verbindungen in ihre Elemente (Wasserzetzung von Carlisle 1800; Zerlegung der Alkalien von Davy 1807; Abscheidungen von Rein-

metallen aus den in Lösung gebrachten bergmännischen Rohprodukten);

2. zur Herstellung von Abbildungen plastischer Gegenstände, welche letztere als Kathode in eine Zelle gebracht, sich mit dem abgeschiedenen Kation, z. B. Kupfer überziehen, welches nachher abgelöst einen bis in die feinsten Details genauen Abdruck darstellt (Galvanoplastik); Galvanoplastik.

3. zur Ueberkleidung geringwertiger Metallgegenstände mit edleren Metallen, z. B. Vergoldung, Vernickelung etc. (Galvanostegie). Galvanostegie.

319. Die Abscheidung der elektrolytischen Produkte an den Elektroden entwickelt in denselben im allgemeinen eine neue elektromotorische Kraft, welche der Stromrichtung entgegengesetzt ist und als elektromotorische Gegenkraft oder Polarisation der Elektroden bezeichnet wird. Sind z. B. zwei Platin-Elektroden in einer mit Säure gefüllten Zelle, so verhält sich nach Unterbrechung des Stromes die Kathode infolge des von ihr okkludierten (cf. 69. S. 62) H wie der negative Pol eines Elementes und die mit O bedeckte Anode wie der positive Pol. Schliesst man beide durch einen äusseren Leiter, so fliesst der Polarisationsstrom in der Zelle von der Kathode zur Anode, also dem ladenden Strome entgegengesetzt. In besonders hohem Grade zeigen Bleielektroden die Eigenschaft der Polarisation. Die Anode wird hierbei mit Bleisuperoxyd bedeckt, welches sich bei der Entladung in eine weniger hohe Oxydstufe reduziert, während nun die Kathode oxydiert wird, bis beide Platten gleiche E. K. haben. Der Strom hört dann auf. Die E. K. eines solchen »sekundären« Elementes ist etwa 2 Volt (Ritter; Planté). Je häufiger mit denselben Bleiplatten diese Ladung und Entladung vorgenommen wird, um so dicker werden die auf den Platten sich bildenden Oxydschichten, um so grösser wird die Kapazität des Akkumulators. Polarisation. Akkumulatoren.

Die Beziehungen des galvanischen Stromes zur Wärme.

320. Ein von einem Punkte a nach dem Punkte b eines Leiters (Fig. 115, I) fliessender Strom kann in sehr vollkommener Weise mit einem Wasserstrom verglichen werden, der von einem hochgelegenen Bassin (höheres Potential) durch ein Abflussrohr (Draht) in ein niedriger gelegenes Bassin (niedrigeres Potential) fliesst. Ebenso wie die vom Wasser bei diesem Fall verlorene Energie = Gewicht $\times$ Fallhöhe ist, wird die vom elektrischen Strom verlorene Energie durch das Produkt aus Strommenge $i.t$ (d. h. Stromintensität i mal Zeit in Sek.) mal der Potentialdifferenz v gemessen. Diese Energie wird, falls Das Gesetz von Joule.

nicht durch magnetische oder elektrodynamische Wirkungen gleichzeitig von ab Arbeit geleistet wird, vollständig in das Wärmequantum Q verwandelt, welches in der Temperaturerhöhung des Drahtes wiederzufinden ist. Es ist demnach $Q = i \cdot v \cdot t$; oder, da $v = i \cdot w$ ist, wo w den Widerstand des Leiters zwischen a und b bedeutet,

$$Q = i^2 \cdot w \cdot t,$$

d. h. die Wärmeentwickelung in einem Leiter ist dem Quadrat der Stromstärke und dem Widerstande proportional (Gesetz von Joule). Falls man sowohl die Wämemenge, wie auch die Stromintensität i und den Widerstand im absoluten mechanischen $C.G.S$-System misst, d. h. sowohl Q als $i^2 w \cdot t$ nach Ergs ausdrückt, wird aus der Proportionalität die vorstehende Gleichheit.

Definition von Volt-Ampère und Watt.

Misst man die elektrische Energie $i \cdot v \cdot t$ so aus, dass i nach Ampère, v nach Volt, also $i \cdot v$ nach Volt-Ampère und t nach Sekunden gemessen wird, und bezeichnet man die von 1 Volt-Ampère in 1 Sek. repräsentierte Energie als 1 Watt, so wird wegen der Beziehungen von Ampère und Volt zu den absoluten Einheiten 1 Watt $= 10^7$ absoluten Arbeitseinheiten oder Ergs. Es ist also 1 Erg $= 10^{-7}$ Watt. Andererseits ist (cf. 238) 1 Gramm Kalorie $= 4{,}167 \cdot 10^7$ Erg oder 1 Erg $= 1/4{,}167 \cdot 10^7$ Gr. Kal. Wenn demnach Q nach Gr. Kal., i nach Ampère und v nach Volt gemessen wird, so hat man

$$Q \cdot \frac{1}{4{,}167 \times 10^7} \text{ Gramm Kal.} = i \cdot v \cdot t \cdot 10^{-7} \text{ Watt}$$

$$\text{oder} \quad 0.24\, Q \text{ Gramm Kal.} = i \cdot v \cdot t = i^2 \cdot w \cdot t \text{ Watt},$$

d. h. die elektrische Energie von 1 Watt verwandelt sich in die ihr äquivalente Wärmemenge von 0,24 Gramm Kal. (1 Watt $= 1/736$ Pferdekraft*) per Sekunde).

Die in den galvanischen Elementen verbrauchte chemische Energie (Verbrennung des Zinkes) findet sich teils in der Temperaturerhöhung des Elementes, teils in derjenigen des äusseren Schliessungsbogens wieder; eventuell in den von letzterem geleisteten sonstigen Arbeiten.

Elektrisches Licht.

Wird ein Leiter dauernd vom Strom durchflossen, so würde seine Temperatur in's Ungemessene steigen, wenn derselbe nicht gleichzeitig durch Ausstrahlung wieder Wärme verlöre. Letztere ist um so grösser, je höher die Temperatur. Bei zunehmender Stromstärke muss also die Temperatur steigen. Erreicht dieselbe die Höhe von etwa 600 Grad, so geht ein Teil der Wärme als Licht weg. Je weiter die Temperatur

*) Es ist 1 Erg gleich der von 1 Dyn längs des Weges von 1 cm geleisteten Arbeit. 1 Pf.-K. = 75 Kilogrammeter $= 981 \cdot 75 \cdot 1000 \cdot 100$ Erg $= 736 \cdot 10^7$ Erg.

steigt, um so grösser wird der letztere. In den galvanokaustischen Apparaten, den Bogenlichtlampen (Davy 1803) und elektrischen Glühlichtlampen findet diese Umwandlung elektrischer Energie in Wärme und in Licht eine weitverbreitete praktische Anwendung.

Thermo-Elektrizität.

321. Seebeck entdeckte 1823, dass zwei zu einem Kreise zusammengelötete verschiedenartige Metalle, z. B. Kupfer und Eisen, besonders aber Wismut und Antimon, einen Strom in diesem Kreise entwickelten, solange die beiden Lötstellen verschiedene Temperatur hatten. Alle Metalle lassen sich in eine thermoelektrische Spannungsreihe ordnen, derart, dass wenn man eines derselben mit einem in der Reihe folgenden zu einem Kreise verbindet, alsdann an der wärmeren Lötstelle der Strom von dem ersten auf das zweite übergeht. Die wichtigsten Metalle dieser Reihe sind Wismut, Platin, Kupfer, Blei, Zink, Silber, Eisen, Antimon.

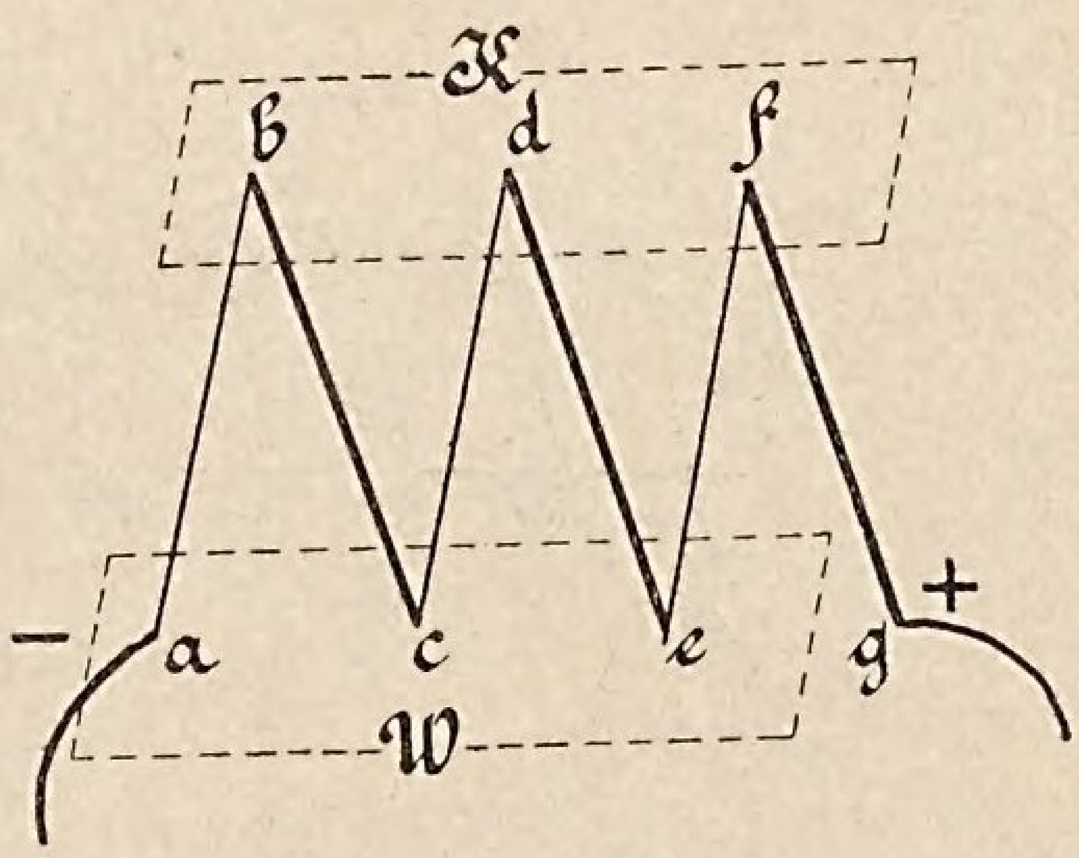


Fig. 118.

Verbindet man abwechselnd wie in Fig. 118 zwei Metalle z. B. Wismut und Antimon so, dass *ab*, *cd*, *ef* aus Antimon, *bc*, *de*, *fg* aus Wismut sind, und erwärmt man die Lötstellen *acd*, während *bdf* kalt sind, so entsteht zwischen *g* und *a* eine E. K., welche dreimal so gross ist, wie diejenige eines Paares von Wismut und Antimon. Die E. K. und demzufolge auch die in einem äusseren Schliessungskreise von *g* nach *a* gehende Stromintensität ist der Temperaturdifferenz der warmen und kalten Löthstellen proportional. Derartige Thermosäulen können benutzt werden: 1. zur Erzeugung eines Stromes mittelst Wärme; 2. zur Messung der Temperaturdifferenz der Lötstellen mittelst Strommessung.

Benutzung der Thermosäulen.

Das Bolometer.

322. Der schon oben (cf. 313) erwähnte Einfluss der Temperatur auf das Leitungsvermögen der Metalle kann gleichfalls benutzt werden zur Messung von Temperaturdifferenzen. Fügt man nämlich 4 Drähte genau gleicher Art, z. B. 4 feine Platindrähte gleicher Länge und Dicke zu einem Wheatstoneschen Viereck zusammen, so ist die Diagonale stromlos. Sobald nun 2 gegenüberliegende Seiten wärmer sind, als die beiden andern, wird das Wheatstone'sche Verhältnis gestört und das in die Diagonale eingeschaltete Galvanometer erhält einen Strom, dessen Stärke innerhalb gewisser Grenzen der Temperaturdifferenz der Seitenpaare proportional ist. Das für

die Wheatstone'sche Brücke verwandte Element muss zu diesem Zwecke ein konstantes sein. Die Drähte müssen mit elektrolytisch niedergeschlagenem Platin (Platinschwarz) überzogen sein, wenn strahlende Wärme gemessen werden soll. Ein solches Instrument heisst Bolometer.

Der Elektromagnetismus.

Induktion des Eisens im magnetischen Felde eines Stromes.

323. Aus der oben (298.) gegebenen Erklärung des Oerstedt'schen Versuches geht ohne weiteres hervor, dass jenes magnetische Feld, welches sich um einen vom Strome durchflossenen Leiter bildet, auch induzierend auf Eisenmassen wirken muss, welche sich in demselben befinden. Ein Eisenstab, der in die Mitte eines Stromkreises, wie in Fig. 112, gebracht wird, wird zu einem Magneten, dessen Pole ebenso liegen, wie diejenigen der Nadel ns in Fig. 112. Hört der

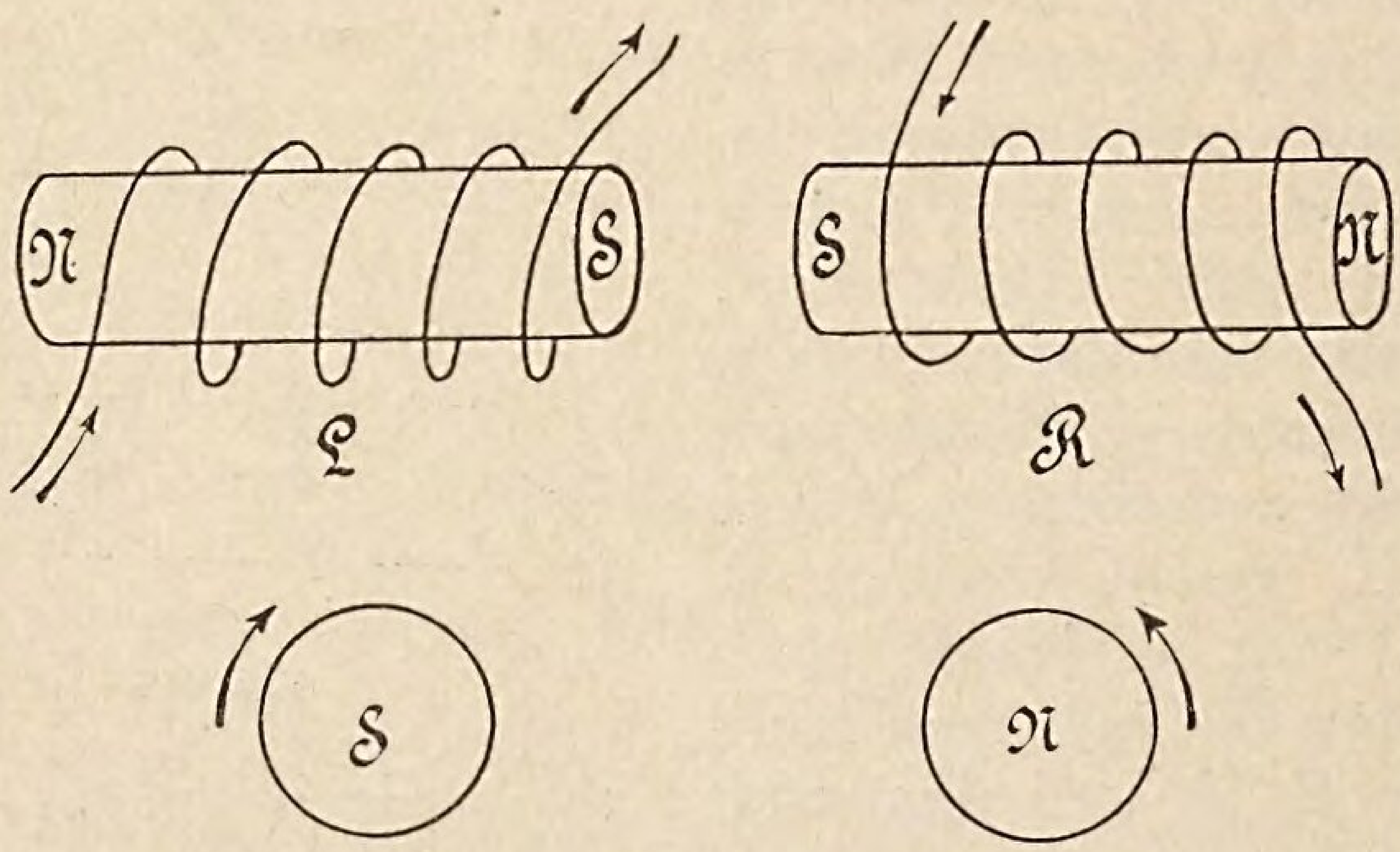


Fig. 119.

Strom auf, so verschwindet der Magnetismus ebenso wieder, wie er bei einem Eisenstab verschwand, wenn der induzierende Magnet fortgenommen wurde. Wickelt man einen Leitungsdraht spiralförmig um einen Eisenkern, wie in Fig. 119, so bilden alle einzelnen Windungen in gleichem Sinne und daher verstärkend in ihrem Innern ein magnetisches Feld, dessen Kraftlinien im Innern längs und parallel der Axe der Spirale laufen und sich im äusseren Raum vereinigen, wie diejenigen eines Magnetstabes (s. Fig. 93). Die Richtung der Linien und die Polarität des so gebildeten Elektromagneten ist aus der Ampère'schen Regel zu entnehmen. Auf diesen Fall angewandt, kann man dieselbe auch so formulieren (cf. Fig. 119): Sieht man auf die Stirnfläche eines von einem Strom umflossenen Eisenkernes, so ist derselbe ein Nordpol, wenn die Stromrichtung gegen den Uhrzeiger geht, ein Südpol, wenn

sie mit dem Uhrzeiger geht. Oder auch so: Wenn die um den Kern gewickelte (einfache) Spirale eine linksläufige Schraubenwindung hat (Fig 119 *L*), so liegt der Nordpol an dem Eintrittsende des Stromes; bildet die Windung eine rechtsläufige Schraube (Fig. 119 *R*), so liegt der Südpol an dem Eintrittsende des Stromes. Das magnetische Moment des Eisenkernes hängt von der Stromstärke und der Windungszahl *n* ab, von dem Radius der Windungen jedoch nicht, falls der Eisenkern auf beiden Seiten noch weit über die Windung hervorragt. Im wesentlichen ist also das Produkt $i \, . \, n$, das man als Zahl der »Ampèrewindungen« bezeichnet, entscheidend. Das magnetische Moment wächst mit zunehmendem $i \, . \, n$ zuerst schneller, dann proportional und zuletzt langsamer, um sich schliesslich einer endlichen Grenze zu nähern. Mit dem Aufhören des Stromes verschwindet der Magnetismus, jedoch mit derjenigen Verzögerung, welche oben 258 angegeben ist. Auch die Entstehung des Magnetismus bei Stromschluss erfährt bei sehr dicken Eisenkernen und starken Strömen eine Verzögerung. Lamellare Eisenkerne oder Bündel aus einzelnen dünnen Eisendrähten nehmen den Magnetismus schneller an und verlieren ihn auch schneller. Beide Vorgänge sind mit molekularen Arbeitsleistungen verbunden, wie aus der Erwärmung des Eisens hervorgeht, welche bei sehr schnellem Stromwechsel sehr beträchtlich werden kann. So lange der Strom konstant fliesst, wird keine Wärme im Eisenkern entwickelt, sofern dieselbe nicht als Leitungswärme von dem sich erwärmenden Stromleiter übergeht. Wickelungsregel der Elektromagnete.

324. Das blosse Schliessen und Wiederöffnen eines Stromes, wozu eine eigentliche Arbeit nicht erforderlich ist, genügt nun offenbar, um den vor einem Elektromagneten befindlichen Anker kräftig anzuziehen und ihn durch eine federnde Gegenkraft beim Oeffnen des Stromes wieder zurückspringen zu lassen. Der Schliessungsdraht kann ferner beliebig weit fortgeführt werden und man kann daher durch Oeffnen und Schliessen an einem Orte die Hin- und Herbewegung eines Ankers an einem anderen, beliebig entfernten Orte bewirken. Hierauf beruht die moderne Telegraphie, insbesondere der Morse- (1837) und Hughes- (1855) Apparat. Die wichtigsten Vorläufer dieser kulturell so bedeutungsvollen Anwendungen waren der elektrochemische Telegraph von Sömmering (1809), welcher durch elektrolytische Wirkungen eines in die Ferne geleiteten Stromes Zeichen übertrug, der Nadeltelegraph von Gauss und Weber (1833), welcher durch Richtungswechsel eines in die Ferne geleiteten Induktionsstromes eine Magnetnadel rechts oder links ablenkt, und der Zeigertelegraph von Wheatstone (1840). Anwendung auf Telegraphie

Weitere Anwendungen der Elektromagnete.

325. Bei kleineren Elektromagneten wird der Magnetismus fast gleichzeitig mit dem Schluss des Stromes hervorgerufen, so dass zwischen dem Zeitpunkt des Schliessens und dem des angezogenen Ankers nur ein Zeitraum liegt, der bis auf den 10 000$^{\text{sten}}$ Teil einer Sekunde herabgebracht werden kann. Noch kürzer kann der Zeitraum gemacht werden, der zwischen dem Momente des Oeffnens und der ersten merklichen Bewegung des durch eine Federkraft zurückgezogenen Ankers liegt. Daher lässt sich eine sehr wirksame Anwendung der Elektromagnete für wissenschaftliche Zeitmessungen und für vielerlei präzisionstechnische Arbeiten machen.

Die Benutzung grosser Magnete und der ausserordentlich starken, von ihnen erzeugten magnetischen Felder findet bei der Konstruktion dynamoelektrischer Maschinen ihre hauptsächlichste Verwertung und ist eine der wesentlichen Grundlagen für deren ausgebreitete praktische Anwendung.

Elektrodynamik.

Das Ampère'sche elektrodynamische Grundgesetz.

326. Wenn man die Enden eines Leiters in Gefässe mit Quecksilber oder andere leitende Flüssigkeiten tauchen lässt, oder wenn man nach Analogie der Fig. 114 schleifende Kontakte anwendet, so kann man einem Leiter Strom zuführen, ohne dadurch seine Beweglichkeit zu stören. Bringt man nun einen derart beweglich gemachten Stromleiter in die Nähe eines anderen Stromes, so finden nach der Entdeckung Ampères im allgemeinen anziehende oder abstossende Kräfte zwischen beiden Leitern statt. Die von Ampère aufgestellte Formel für die Kraft K, mit welcher sich zwei beliebig gegeneinander gelegene Stromelemente ab und cd von den Längen $l_1 = ab$ und $l_2 = cd$ in der Richtung der ihre Mittelpunkte verbindenden Linie r anziehen, lautet

$$K = \frac{i_1 i_2}{r^2} \left(\cos \varepsilon - \frac{3}{2} \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2\right) l_1 \, l_2.$$

Darin sind i_1 und i_2 die beiden Stromintensitäten, ε ist der Winkel, den die Richtung cd mit ab bildet, ϑ_1 und ϑ_2 sind die Winkel, welche die Stromelemente mit ihrer Verbindungslinie bilden. Für den Fall, dass l_1 und l_2 parallel und senkrecht zu ihrer Verbindungslinie r sind, wird $\cos \vartheta_1 = 0 = \cos \vartheta_2$ und $\cos \varepsilon = +1$ oder $= -1$, je nachdem die Ströme parallel oder entgegengesetzt fliessen. In diesen einfachsten Fällen hat man demnach das Gesetz:

Parallele Ströme ziehen sich an, entgegengesetzt fliessende Ströme stossen sich ab mit einer Kraft, welche dem Produkte aus den beiden Strom-

intensitäten und den beiden Längen der Ströme direkt und dem Quadrate des Abstandes indirekt proportional ist.

Es ergibt sich ferner durch Diskussion der Ampère'schen Formel, dass die einzelnen Elemente gekreuzter Ströme derart aufeinander einwirken, dass sich die Ströme parallel zu stellen suchen.

Ampères Vorstellung der Magnete.

327. Hängt man hiernach zwei gleiche stromdurchflossene Drahtrollen nebeneinander auf (in der Stellung wie die Spiralen in Fig. 119), indem man etwa die biegsamen Aufhängungsdrähte gleich als Zuleitung benutzt, so ziehen sich die Rollen an, wenn die Ströme parallel fliessen, sie stossen sich ab, wenn sie, wie in Fig. 119, entgegengesetzt fliessen. Derartige Drahtrollen oder Spiralen — Solenoide genannt — verhalten sich also analog wie zwei Magnete. Diese Aehnlichkeit wird dadurch noch weiter verstärkt, dass jede der Spiralen sich auch einem wirklichen Magneten gegenüber wieder genau ebenso als Magnet verhält, ferner durch die Ergebnisse genauester teils von Ampère, teils von Wilh. Weber gemachter Messungen, wonach für zwei Solenoide oder Drahtrollen bei beliebigen gegenseitigen Stellungen dieselben Formeln der anziehenden oder richtenden Kräfte gelten, wie für die Magnete galten. Ampère glaubte deswegen den magnetischen Zustand überhaupt deuten zu sollen als ein System stationärer, in den magnetischen Molekülen fliessender Kreisströme, von denen sich leicht nachweisen lässt, dass sie ebenso wirken, wie ein den gesamten Magnetstab in der Richtung der Molekularströme umschliessender Kreisstrom.

Elektrodynamische Messung von Stromstärken.

328. Die von zwei Drahtrollen aufeinander ausgeübten Kräfte sind bei unveränderter Stellung derselben dem Produkt aus den beiden Stromstärken proportional. Lässt man denselben Strom zu gleicher Zeit beide Rollen durchfliessen, so wird aus dem Produkte der beiden Intensitäten jetzt das Quadrat der gemeinsamen Stromintensität i. Daraus ergibt sich, wenn diese Kraft zugleich mechanisch messbar gemacht wird, ein elektrodynamisches Strommass. Würde man bei einer solchen Vorrichtung die Stromrichtung in einer Rolle umkehren, so würde die Kraft die entgegengesetzte werden. Wenn dagegen gleichzeitig beide Richtungen umgekehrt werden, bleibt die Kraftrichtung die gleiche. Es ist daher möglich, durch Beobachtung der elektrodynamischen Wirkung zweier Drahtrollen, die von demselben Strom durchflossen werden, nicht bloss die Intensität eines stationären konstanten Stromes, sondern auch diejenige eines Wechselstromes zu messen, d. h. eines Stromes, der seine Richtung in beliebig schnellem

Tempo wechselt. Hierauf beruht das Elektrodynamometer von Wilh. Weber und die Ampèremeter von Lord Kelvin.

Ampèremeter und Voltmeter.

329. Ersetzt man die eine Rolle durch einen Stab aus weichem Eisen, so wird in letzterem zunächst Magnetismus induziert und auf diesen wirkt elektrodynamisch die Rolle gleichfalls dem Quadrate der Stromstärke proportional, wenigstens insoweit der induzierte Magnetismus der einfachen Stromstärke proportional ist. Die in der Technik gebräuchlichen sog. Ampèremeter und Voltmeter sind vielfach hierauf begründet (Ampèremeter von W. Kohlrausch). Ein durch mechanische oder elastische Gegenkräfte äquilibrierter Eisenkörper wird bei verschiedener Stromstärke mehr oder weniger weit in die Drahtrolle hineingezogen, wodurch ein Zeiger längs einer nach Ampère oder Volt zu richtenden Skala bewegt wird. Ein prinzipieller Unterschied zwischen beiden Instrumenten besteht nur insoweit, als die Wickelung des Voltmeters aus möglichst dünnem Draht mit vielen Windungen bestehen muss, damit der durch das Instrument fliessende Strom möglichst schwach wird und die zu messende Potentialdifferenz möglichst wenig herabsetzt.

Induktion.

Faradays Gesetz der Volta-Induktion.

330. Faraday entdeckte, dass, wenn in einem Drahte durch Schliessung oder Oeffnung seines Stromkreises — des primären — Ströme entstanden oder verschwanden, gleichzeitig auch in einem benachbarten — sekundären — vom ersteren völlig getrennten Kreise ein Strom entstand, dessen Richtung bei der Schliessung umgekehrt war, wie bei der Oeffnung. In dem unteren Teile der Fig. 120 sind die Entstehung und das Verschwinden eines Stromes ihrem zeitlichem Verlaufe nach dargestellt. Als Abscissenlinie ist die Zeitlinie t genommen. Zur Zeit 0 möge durch Eintauchen eines Drahtes in Quecksilber oder durch Berührung zweier Drähte der Stromkreis, eines galvanischen Elementes etwa, geschlossen werden. Nach sehr kurzer Zeit, etwa im Zeitpunkt 2, hat der Strom seine volle und nun konstant

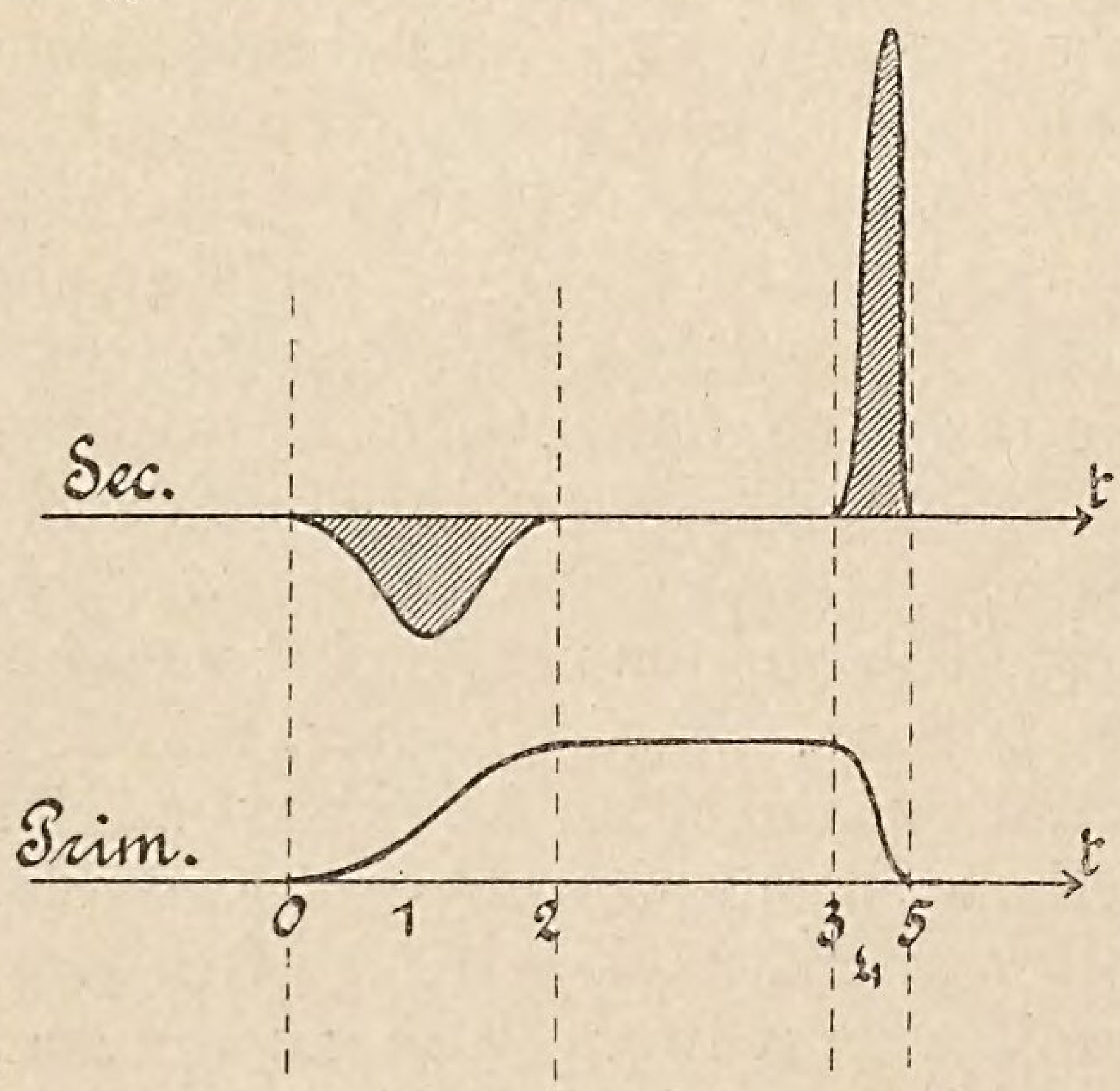


Fig. 120.

bleibende Stärke erreicht. Im Zeitraume von 0 bis 2 wird die Intensität zuerst langsam, dann schneller (bei 1) und zuletzt wieder langsamer gewachsen sein. Oeffnet man den Kreis wieder zur Zeit 3, so hört der Strom noch viel schneller auf, als er entstanden war. Auch hier wird seine Intensität erst langsam, dann schneller (bei 4) und dann wieder langsamer abnehmen, bis er bei 5 völlig aufgehört hat. Faraday fand nun das Gesetz, dass die E. K. sowie auch die ihr proportionale Intensität des »induzierten«, im sekundären Leiter entstehenden Stromes in jedem kleinsten Zeitaugenblicke der Zunahme des primären Stromes proportional sei und dass die Richtung beider parallelen Ströme entgegengesetzt sei während der positiven Zunahme, d. h. während des Schliessungsvorganges; dagegen gleichinnig sei während der Abnahme, d. h. während des Oeffnungsvorganges. Hiernach gewinnt man die im oberen Teil von Fig. 120 gezeichnete E. K. der beiden Induktionsströme. Der Schliessungsinduktionsstrom erreicht sein Maximum zur Zeit 1, also in dem Augenblicke, in welchem die Zunahme des primären Stromes am grössten war. In der Zeit von 2 bis 3, während welcher der primäre Strom konstant fliesst, ist die Intensität des sekundären Null. Der Oeffnungsinduktionsstrom erreicht sein Maximum zur Zeit 4. Letzterer hat eine viel grössere E. K. als der erstere, verläuft aber auch um so viel schneller, so dass, wie weitere Rechnungen zeigen, die beiden in der Figur schraffierten Flächenstücke einander gleich sind. (Die Integralströme des Oeffnungs- und Schliessungsstromes sind einander gleich.)

Beziehung der Volta-Induktion zur Magneto-Induktion.

331. Ebenso wie das Entstehen und Verschwinden eines Stromes, wirkt auch die Annäherung und Entfernung eines von stationärem Strom durchflossenen Leiters induzierend auf einen sekundären. Ein dem sekundären Leiter angenäherter Strom kann nun wiederum betrachtet werden als ein sich näherndes magnetisches Feld. Die Kraftlinien des letzteren passieren daher bei der Annäherung den induzierten Leiter und die Wirkung hiervon ist wiederum dieselbe, als durchschnitte der induzierte Leiter die sämtlichen Kraftlinien des primären. Somit kann die Induktion durch Ströme — die sog. Volta-Induktion — als ein Spezialfall der Magneto-Induktion betrachtet und nach deren Regeln erklärt werden, ebenso wie eine jede Magneto-Induktion auch erklärt und ersetzt gedacht werden kann als Spezialfall der Volta-Induktion.

332. Während die E. K. des induzierten Stromes nur abhängt von dem Stromzuwachse des primären und den räumlichen Beziehungen beider Leiter zueinander (Potential der Ströme aufeinander) ist die ihr proportionale Intensität des

induzierten Stromes noch weiter abhängig von dem Widerstande des sekundären Stromkreises, und zwar dem Ohm'schen Gesetz entsprechend, sowie von der Selbstinduktion (cf. 334) in demselben.

Die Regel von Lenz.

333. Mit Hilfe einer von Lenz gegebenen Regel lässt sich die Richtung irgendwelcher Induktionsströme folgendermassen bestimmen. Wird in einem Leiter durch Induktion ein Strom hervorgerufen, so ist seine Richtung derart, dass die entstehenden elektrodynamischen Kräfte zwischen dem induzierten Strome und dem Induzenten derjenigen Bewegung entgegengesetzt gerichtet sind und sie also zu hemmen suchen, durch welche die Induktion stattfand. Dabei ist die blosse Entstehung des induzierenden Stromes als Annäherung, das Verschwinden als Entfernung zu betrachten.

Dämpfung.

Jeder Leiter, der in einem magnetischen Felde sich bewegt, erfährt daher einen Widerstand und verbraucht Arbeit. So wird ein zwischen den Polen eines Induktors rotierender Kupferkreisel schnell angehalten, wenn der Elektromagnet erregt wird. Eine in einer Kupferumhüllung schwingende Magnetnadel erfährt eine schnelle Abnahme ihrer Amplitude durch die Ströme, die sie selbst in dem Kupfer induziert.

Selbstinduktion.

334. Wird in einem Leiter der Strom geschlossen, so wirken die einzelnen Teile des Stromes induzierend auf die benachbarten Leiterstücke des eigenen Kreises. Die parallelen in einem Solenoid entstehenden Ströme induzieren daher in den benachbarten Windungen entgegengesetzte Ströme und verlangsamen dadurch das Entstehen des Stromes. Umgekehrt beim Oeffnen. Oeffnet man einen Strom, in dem eine Drahtrolle eingeschaltet ist, so entstehen an der Unterbrechungsstelle Funken, und wenn man die getrennten Leiterenden gleichzeitig durch einen andern Leiter verbindet, erhält man in diesem den sogenannten Extrastrom.

Extrastrom.

Funken-Induktor.

335. Eine sehr bemerkenswerte Steigerung der in dem sekundären Leiter induzierten E. K. erreicht man, indem der primäre Leiter als Solenoid gewickelt wird und indem man den sekundären Leiter nun in sehr vielen Windungen um den ersteren wickelt. Die an den Enden des sekundären Leiters entstehende E. K. ist der Zahl seiner Windungen proportional. Die von Ruhmkorff gebauten Induktionsapparate oder Funkeninduktoren erreichen eine nach Hunderttausenden von Volt zählende E. K., so dass zwischen den getrennten Enden der sekundären Leitung Funken überschlagen. Da die E. K. des Oeffnungsstromes weit grösser ist, als die des Schliessungsstromes, so rühren diese Funken von ersterem her. In Fig. 121

sind die wesentlichen Teile eines Funkeninduktors dargestellt. Von einem galvanischen Elemente *E* läuft der Strom durch den Elektromagneten des »Neef'schen Hammers« bei *N*, passiert bei *f* die auf dem federnden Ankerstück ruhende Platinspitze und geht nun durch die um einen Eisenkern gewickelte primäre Leitung *pp* zum Elemente zurück. Dieser Strom zieht den Anker des Neef'schen Hammers an, trennt diesen von der Spitze *f* und unterbricht sich dadurch selbst, um durch die Federkraft des Ankers sofort wieder geschlossen zu werden. So entsteht in schnellem Wechsel Schliessung und Oeffnung des primären Stromes. Man sieht den Funken des Extrastromes der primären Spirale bei *f* entstehen und zugleich den sekundären Funken zwischen den mit + und — bezeichneten Polen. Die von den Punkten *c*

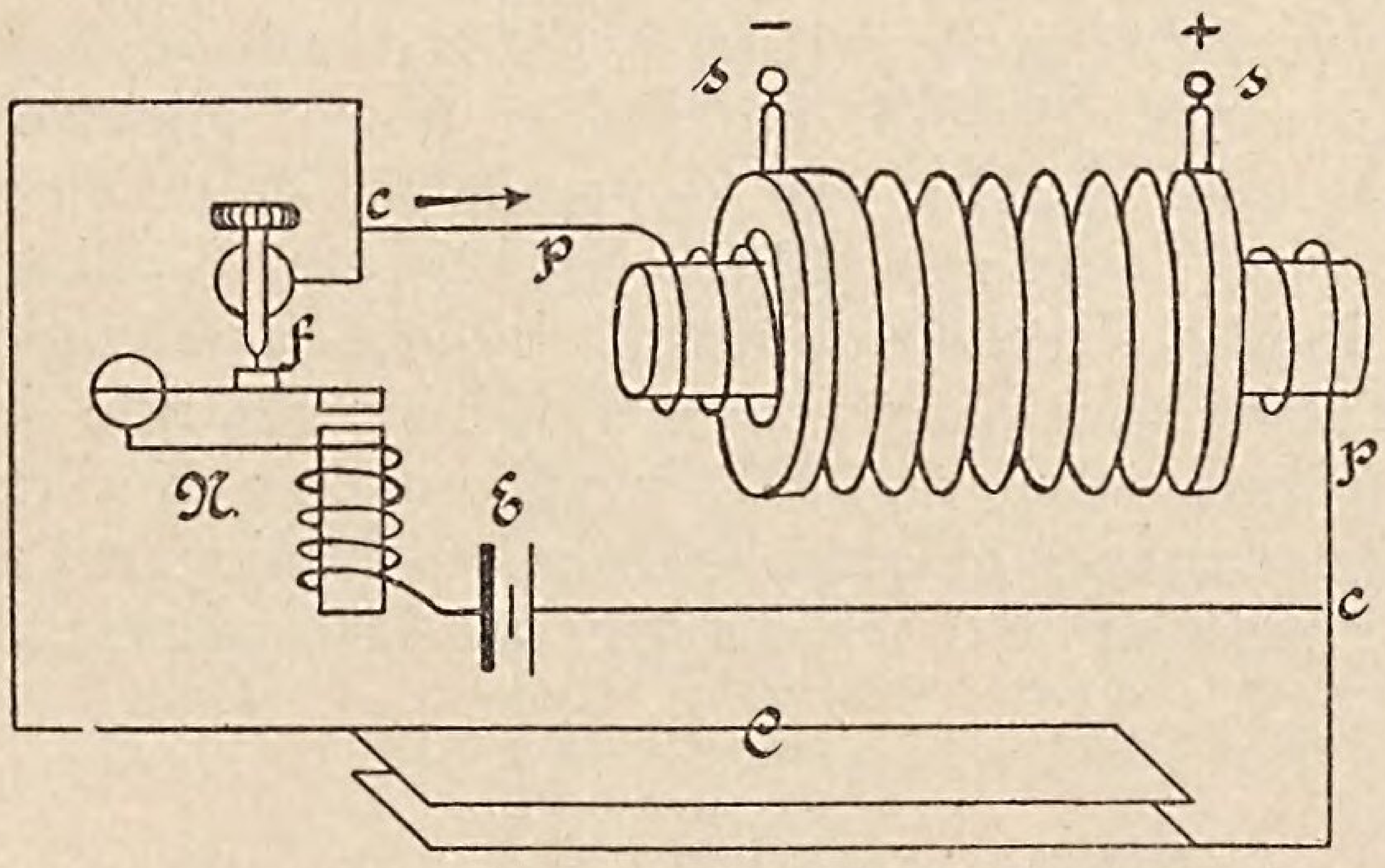


Fig. 121.

abgezweigten Drähte führen zu zwei Kondensatorplatten, welche einen schnelleren Abfall des induzierenden Oeffnungsstromes bewirken und dadurch die E. K. im sekundären Kreise steigern. Benutzt man einen solchen Induktor (kleineren Kalibers) für therapeutische oder physiologische Zwecke, so werden die dem Körper zu applizierenden Elektroden an die Pole + und — gesetzt, wenn der sekundäre Induktionsstrom, oder an die Punkte *cc*, wenn der Extrastrom der Primärspirale benutzt werden soll. Zum Zwecke einer graduellen Abschwächung des induzierten Stromes wird die primäre Spirale aus der sekundären mehr oder weniger herausgezogen (Schlittenapparate) oder es wird der Eisenkern aus der primären Spirale mehr oder weniger entfernt.

336. Noch ungleich höher, als durch blosse Vermehrung der Windungszahl, lässt sich nach Teslas Vorgange die E. K. der sekundären Spule treiben, wenn man den primären Kreis

Tesla'sche Induktionsströme.

als Schliessungsbogen einer Leydener Flasche so einrichtet, dass jene schnellen Oscillationen in ihm erregt werden, welche auch zu den Hertz'schen Versuchen dienten (s. 289). Der ungeheuren Schnelligkeit der Stromabnahme und Zunahme entsprechend werden jetzt die induzierten E. K. so gross, dass schon eine verhältnismässig kleine Zahl von sekundären Windungen genügt, um bedeutende Schlagweiten zu erzeugen. Die sich entladenden Mengen sind entsprechend klein.

Telephon.

337. Die Anwendungen der Induktionsströme in der Technik sind nicht minder bedeutungsvoll, wie die Verwertung des Elektromagneten zur Telegraphie. Das 1860 von Philipp Reis erdachte, 1875 von Graham Bell in erstaunlicher Einfachheit der Konstruktion dem praktischen Bedürfnis angepasste Telephon beruht auf Induktion. Die Umwandlung mechanischer Arbeitskraft in stationären elektrischen Strom wurde nach der Erfindung von Pacinottis Ringe (1860) durch die mechanische Bewegung eines Leiters im Felde eines Elektromagneten ermöglicht und durch das dynamoelektrische Prinzip von Werner von Siemens (1867) zu höchster Vollkommenheit geführt. Indem die elektrodynamische Maschine zugleich auch für die Rückverwandlung von elektrischer Energie in mechanische geeignet war, war das Problem der mechanischen Kraftübertragung gelöst, welches sonst unbenutzbare Kräfte der Natur nutzbar und die Kräfte der Dampfmaschine teilbar machte.

Dynamomaschine.

BIBLIOTHECA REGIA MONACENSIS

Sach- und Namenregister.

	Seite
Abbé	116
Aberration des Lichtes	107
—, chromatische	126
—, sphärische	126
Absolute Einheit der elektrom. Kraft	230
— Temperatur	168
— Widerstandseinheit	230
Absolutes elektrostatisches Mass	212
— Elektrometer	212
— magnetisches Mass	200
— Mass der Stromstärke	224
Abgeleitete Lichteinheiten	98
Absorption des Lichtes und der Wärme	189
Absorptionsspektra	137
Adsorption	62
Akkommodation des Auges	128
Akkumulatoren	239
Ampère	245
— das	224
Ampère'sche Regel	223
— Theorie der Magnete	245
Ampèremeter	226, 246
Adhäsion	61
Akustik	81
Albedo	95
Amylacetatlampe	98
Analysator	149
Andrews	173
Aneroidbarometer	53
Anode	216, 237
Aräometer	27
Arbeit	34
Archimedes'sches Prinzip	24, 48
Astasierungsstab	226
Astatische Nadeln	227
Astigmatismus	126
Atomwärme	181
Atwood'sche Fallmaschine	31
Atmosphärische Elektrizität	217
Auge, Bau des	127
— , kurzsichtiges	129
—, normales	128
—, übersichtiges	129
—, weitsichtiges	129
August	176
Ausfluss von Gasen	58
— Gesetz v. Toricelli	57

	Seite
Ausdehnung der Luft	166
— des Quecksilbers	163
—, kubische	166
—, lineare	166
Avogadro	174
Axe, magnetische	194
Bandenspektrum	136
Barometer	50, 51, 53
Behrens	210
Beleuchtungskraft	95
Bell, Graham	250
Beschleunigung	10
Beugung des Lichtes	142
Beugungsspektrum	144
Biegungs-Elastizität	66
Biot-Savart's Gesetz	223
Blitz, Natur des	218
Blitzableiter	218
Blitzwirkungen	218
Bohnenberger	44
Bolometer	241
Boutigny	174
Boyle'sches Gesetz	54
Boyle-Gay-Lussac'sches Gesetz	164
Bradley	107
Brechung des Lichtes	112
Brechungsgesetz	113
Brechungsindex von Flüssigkeiten	115
—, absoluter	116
Breguet	163
Brennpunkt	111, 120
Brennweite	111, 120
Brille	129
Bunsen	96, 99, 135, 137, 179, 222
Bunsen'sches Element	222
Büschellicht	215
Cailletet	173
Caldani	218
Camera obscura	127
Campani'sches Okular	131
Cagniard de la Tour	83
Carlisle	238
Celsius	162
Centrifugalkraft	44
Centripetalkraft	44
Chemische Theorie des Stromes	221
Chemisches Strommass	238
Chladni's Klangfiguren	87
Chorioidea	127

Seite
Cirkular-polarisiertes Licht 74, 146, 159
Clark-Element 222
Clausius 169, 185
Clément und Désormes . . . 182
Cornea 127
Cornu 107
Corpus vitreum 128
Coulomb 68
Coulomb's Gesetze . . 196, 207
Dalton 173
Dampfdichte 174
Dampfmaschine 186
Dampfspannung 171
Dämpfung 248
Daniell 176
Daniell'sches Element . . . 222
Dauer des Lichteindruckes . . 130
Davy 238, 241
Deklination 199
Dellmann 211
Dialyse 62
Diamagnetismus 197
Dielektrizität 206
Dichtigkeit 24
—, elektrische 209
Dickenmesser 6
Diffuses Licht, Messung des . 101
Diffusion 62
Dioptrie 123
Dispersion 138, 139
Divergentes Licht 118
Doppelbrechung 149
Drebbel 162
Drehung der Polarisationsebene des Lichtes 159
Druckkraft 46
Dubois-Reymond 237
Dulong 181
Dumas 175
Dyn, das 24
Ebert, H. 215
Echo 90
Einaxige Krystalle 149
Eiskalorimeter 179
Elastische Nachwirkung . . . 69
— Schwingung 68
Elastizität 65, 66
— der Flüssigkeiten und Gase 69
Elastizitäts-Ellipsoid 150
Elektrischer Zustand 191
Elektrisches Feld 207
— Licht 240
Elektrisiermaschine 214
Elektrizitätsmenge . . . 207, 212
Elektrode 215, 237
Elektrodynamisches Grundgesetz 244

Seite
Elektrodynamometer 246
Elektrolyse 237
Elektromagnetismus 242
Elektrometer 211
Elektromotorische Kraft . 227, 236
Elektrophor 214
Elektroskop 210
Elektrostatisches Gleichgewicht 207
Elliptisch-polarisiertes Licht 74, 146
Emissionshypothese 93
Endosmose 62
Energie 34
—, Formen der 35
—, mechanisches Mass der . . 36
Energieverwandlungen . . . 185
Entladung, elektrische . . . 215
Entropie 186
Erdmagnetismus 198
Erg, das 240
Erhaltung der Energie . . . 35
Extrastrom 248
Fall, freier 29
— auf schiefer Ebene . . . 32
— auf vorgeschriebener Bahn . 33
Fahrenheit 162
Faraday 192, 206, 216, 228, 238, 246
Farbenblindheit 130
Farben dünner Blättchen . . 141
— des Lichtes 133
Feddersen 216
Feldintensität, magnetische . . 193
Fernrohre 131, 132
Feuchtigkeit der Luft 176
Flächenmessung 7
Flammenanalyse der Töne . . 90
Fluorescenz 160
Fortpflanzung des Druckes . . 46
Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes 106
Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles 90, 91, 92
Foucault 107, 113
Franklin 218
Franklin'sche Tafel 214
Fraunhofer'sche Linien . . . 135
Fresnel 141, 148
Funkenentladung 215
Funkeninduktor 248
Galilei 3, 38
Galvani 218
Galvanische Elektrizität . . . 218
Galvanischer Strom 221
Galvanisches Element 221
Galvanokaustik 241
Galvanometer 226
Galvanoplastik 239

	Seite
Galvanostegie	239
Gaugain	226
Gaskraftmaschine	186
Gauss	109, 243
Gay-Lussac	165, 175
Geissler'sches Rohr	216
Gelber Fleck	127
Geräusch	81
Geschwindigkeit	10
Gewicht	11
Gewichtsaräometer	27
Gewichtseinheit	23
Gewitter	217
Gitterspektrum	144
Glaskörper des Auges	128
Gleichgewicht, Arten des	15
Gleichschwebende Temperatur	84
Gletscherbildung	170
Glimmlicht	215
Glühlicht	241
Goldblatt-Elektroskop	210
Goniometer	109
Graham	62
Gramm, das	22
Gramm-Meter	183
Grenzwinkel der total. Refl.	114
Grimaldi	140
Grundton	85
Gypsblättchen, Farben der	155
Halley	199
Hankel	210
Hauchbilder	62
Hauptpunkte der Linsen	124
Hauptsatz, erster d. Wärmetheorie	183
— zweiter —	185
Hauy'scher Stab	226
Hebel	15
Hefner-Alteneck v.	98
Helligkeit	95
Helligkeits-Kontraste	96
Helmholtz, H. v.,	36, 61, 88, 183
Hertz	94
Hertz'sche Versuche	216
Hofmann, A. W., v.	175
Hohlprisma	115
Hohlspiegel	110
Holtz	214
Homozentrische Lichtstrahlen	118
Horizontalintensität	200, 202
Hornhaut	127
Horopter	129
Hörrohr	90
Hufeisenmagnet	194
Hughes	243
Humboldt	199
Humor aqueus	128

	Seite
Huygens	93
Huygens'sches Prinzip	76
Hydrostatik	46
Hydrostatische Wage	26
Hygrometrie	176
Hypsometer	174
Hysteresis	197
Incidenz, streifende	114
Induktion, magnetische	196
Influenz-Elektrizität	205
Influenz-Maschine	214
Inklination	199
Inkonstante Elemente	222
Intensität des Lichtes	95
— des Stromes	222
Interferenz von Schallwellen	88
— des Lichtes	139, 154
Intervalle, Ton-	84
Joule	184
Joule'sches Gesetz	239
Iris	127
Irradiation	130
Isodynamen	199
Isogonen	199
Isoklinen	199
Kalkspath	149
Kalkspathringe	155
Kalorie	177
Kalorimetrie	177
Kapazität	212
Kapillardepression	51
Kapillarität	64
Karsten, G.	III, 62
Kathetometer	6
Kathode	216, 237
Kelvin, Lord	213, 246
Keppler'sche Gesetze	45
Kinetische Theorie der Gase	169
Kirchhoff	67, 137, 188
Kirchhoff'sche Brücke	236
— Gesetze der Stromverzweigung	233
Klang	82, 89
Kleist'sche Flasche	214
Knoblauch	188
Knotenpunkte	79
Kohäsion	60
Kohlrausch, F.	115
— R.	211
— W.	246
Kollimator	134
Kolloide	62
Kombinationstöne	88
Kommunizierende Röhren	48
Komplementärfarbe	141
Kompressibilität	60

	Seite
Kondensator s. Verstärkungsapparat	
Kondensorlinse	127
König	90
Konjugierte Punkte	111, 118
Konvexspiegel	112
Kontakttheorie v. Volta	219
Kontrastbilder	130
Konvergentes Licht	118
Kräftepaar	14
Kraft	8, 11
Krafteinheit	23
Kraftfluss	194
Kraftlinien, elektrische	207
— magnetische	193
Kraftröhre	194
Kraftübertragung	250
Kritische Temperatur	173
Krönig	169
Krystalle, ein- und zweiaxige	152
Krystalloide	62
Kundt	183
Kundt'sche Staubfiguren	92
Lambert	95, 99
Längenmessung	1
Längeneinheit	1
Latente Wärme	169
Laterna magica	127
Lebendige Kraft	36
Leclanché-Element	222
Leuchtkraft	95
Leydener Flasche	214
Leydenfrost	174
Lenz'sche Regel	248
Lichtäther	93
Lichtarten	146
Lichteinheit	97
Lichtenergie, Umwandlung der	160
Lichtgüte	104
Lichtmenge	95
Lichtstärke, Kriterien der	96
Lichtstrahl, ordinärer und extraordinärer	150
Lichtwirkungen	94
Linear polarisiertes Licht	74, 146
Linsen	119
Linsen, aplanatische	126
Linsenbilder	121
Linsenformel	120
Linsenkombinationen	123
Lissajous'sche Figuren	89
Luftdruck	49, 52
Luftthermometer	165
Luminiscenz	160
Lummer-Brodhun'sches Prisma	100
Lupe	130
Macula lutea	127
Magazin, magnetisches	198
Magnetisches Feld	193
Magnetismus	191
Magnetismusmenge	200
Magnetoinduktion	228
Magnetpol	193, 201
Malus	147
Manometer	53
Mariotte'sches Gesetz	52, 54
Masse	8, 11
Masseneinheit	22
Maxwell	216
Mayer, J. R.	36, 183
Mechanik	8
Meidinger's Element	222
Melloni	189
Meridian, magetischer	198
Metallspiegel	149
Meter	1
Meterkerze	99
Meterprototype	2
Meyer, O. E.	169
— Victor	175
Michelson	107
Mikrometerschraube	4
Mikroskop	130
Minimum der Ablenkung	115
Molekularkräfte	59
Moment, magnetisches	201
Morse	243
Moser	62
Multiplikator	226
Neef'scher Hammer	249
Neumann, F.	96, 148, 181
Newcomen	186
Newton	9, 45, 93, 133, 140, 187
Nicol'sches Prisma	153
Niveauflächen, elektrische	208
—, magnetische	195
Nonius	2
Nordlicht	217
Normalelemente	237
Normalvolumen der Gase	168
Oberflächendruck	63
Obertöne	84, 85
Objekttischmikrometer	5
Okularmikrometer	5
Oerstedt	223
Ohm, G. S.	227
Ohm, das	230
Ohm-Bestimmung	314
— — Demonstrationsapparat zur	308
Ohm'sches Gesetz	227
Okklusion	62
Optik	93
Oscillatorische Entladungen	216

Seite

Pacinotti's Ring 250
Papin 186
Paralleles Licht 118
Parallelogramm der Kräfte . . 12
Paramagnetische Körper . . . 196
Partialentladungen 216
Peltier 290
Pendel 37—44
Pferdekraft 240
Phase 73
Photometer, Bunsen'sches . . 96
— Selen- 96
— Schatten- 99
— Milchglas- 102
Photometrie 95
Phosphorescenz 160
Pictet 173
Piëzometer 60
Planetenbewegungen 45
Planimeter 7
Planté 239
Plateau 61
Plücker'sches Rohr 216
Poisson 67
Poggendorff 109
Polarisation des Lichtes . . . 146
— galvanische 239
Polarisator 149
Polaristrobometer 159
Polarität 191
Potential, elektrisches 208
— einer Kugel 212
Potential-Flächen 208
Psychrometer 176
Puluj 185
Pupille 127
Pyknometer 26
Pyrometer 163
Quadranten-Elektrometer . . 211
Quadratgrad 105
Randstrahlen der Linsen . . 125
Raumwinkelmesser 105
Réaumur 162
Reduktionsfaktor der Tangenten-Bussole 226
Reflektor 133
Reflexion, Grundgesetz der . . 108
—, totale 114
— des Lichtes 107
— des Schalles 90
Refraktometer 116
Refraktoren 131
Reis, Phil. 250
Reiterchen 19
Remanenter Magnetismus . . 197
Resonanz 87

Seite

Resonatoren, akustische . . . 88
— elektrische 217
Ritchie 68
Ritter 239
Römer, Olaf 106
Roscoe 96
Ruhmkorff 248
Rumford 99, 184
Sammellinse 121
Sättigung, magnetische . . . 197
Saussure 177
Savart 82, 96
Savery 186
Schall 81
Schallspiegel 90
Schaltung von Elementen . . 227
Schiefe Ebene 32
Schlagweite 215
Schliessungsbogen 221
Schmelzpunkt 169
Schmelzwärme 178
Schwebungen 88
Schwerd 144
Schwerpunkt 13
Schwingungen, erzwungene . . 87
— der Tonerreger . . . 85, 86, 87
Schwingungsbäuche 79
Schwingungspunkt 43
Schwingungszahl 73
Schwungkraft s. Centrifugalkraft.
Sclerotica 127
Seebeck 82, 241
Sehen mit beiden Augen . . 129
Sehschärfe 129
Sekundäre Elemente 239
Selbstinduktion 248
Siedeprozess 170
Siedepunkt 170
Siemens, W. von 96, 250
Siemens'sche Einheit 236
Sinus-Elektrometer 211
Sinuslinie 73
Sirene 82
Skalenaräometer 28
Skalenrohr 134
Snellius 113
Sömmering 243
Sorge 88
Spaltbarkeit 61
Spannung, elektrische . . . 209
Spannungsreihe 219
Spezifische Wärme 177
— — der Gase 181
Spezifischer Widerstand . . . 236
Spezifisches Gewicht 24, 25, 26, 27, 28
Spektra 133, 136

Seite

Spektralanalyse 137, 138
Spektroskop 134, 139
Spiegel 108, 109, 110
Spiegelablesung 109
Spiegelbild 111
Spiegel-Sextant 108
Spitzenwirkung 215
Sphärometer 6
Stäbchenschicht 127
Stereoskop 129
Stimmgabel 83, 86
Störungen, magnetische . . . 199
Superposition elektrischer Gleichgewichtssysteme . . . 208
Talbot'sche Linien 155
Tangentenbussole 224
Tartini 88
Tauchelement 222
Taupunkt 176
Telegraphie 243
Telephon 250
Temperatur 162
Tesla'sche Ströme 249
Thermoelektrizität 241
Thermometer 162
Thomson, W., s. Lord Kelvin
Tonhöhe 82
—, absolute 85
Tonleiter 84
Töpler 214
Toricelli 49, 57
Torsions-Elastizität 66
Torsionswage 68
Trägheitsmoment 42
Tragkraft der Magnete . . . 198
Transparenz 95
Transparenzkoeffizient 97
Turmalin 153
Ueberhitzter Dampf 171
Umkehrbare Prozesse 185
Undulationshypothese 93
Ungleichfarb. Licht, Messung des 103
Unterkühlung 170
Variationen, magnetische . . 199
Verdampfung 170
Verdampfungswärme 178
Verstärkungsapparate 213
Verzerrung des Bildes . . . 126
Vierordt 97
Volt, das 230
Volta, Alex. 219, 221
Volta'sches Element 222
Volta'sche Säule 221

Seite

Volta-Induktion 246
Voltameter 238
Voltampère 240
Voltmeter 246
Volumenometer 56
Wage 15—20
Wägung, Reduktion auf den leeren Raum 21
Wägungsverfahren 19
Warburg 183
Wärme 161
Wärmeäquivalent 183
Wärmeeinheit 177
Wärmekapazität 177
Wärmeleitung 187
Wärmestrahlung 188
Wasserwert 179
Wasserzersetzung 238
Watt 186
— das 240
Weber, E. H., ... 75
— L., ... 100, 102, 105, 185
— Wilh., 75, 136, 224, 228, 243, 246.
Weisses Licht 136
Wellen, elektrische 216
— Fortpflanzungsgeschwindigkeit der 76
—, longitudinale 74
— Reflexion und Interferenz d. 77
—, stehende 79
—, transversale 71
—, Wasser- 75
Wellenfläche 76
Wellenlänge 73
— des Lichtes 145
Wellenlehre 70
Wellenlinie 73
Wheatstone 243
Wheatstone'sche Brücke . . . 235
Wickelungsregel 242
Widerstand, elektrischer . . . 227
— verzweigter Leitung . . . 234
Widerstands-Vergleichung . . 234
Wiedemann, E. 160
Wild 96
Winkelgeschwindigkeit . . . 41
Wölbung der Bildfläche . . . 126
Wurfbewegung 30
Young'sches Prinzip 78
Zerlegung des Lichtes . . . 133
Zerstreuungslinse 121
Zugelastizität 65
Zustandsgleichung 165

Druck von Seitz & Schauer, München Buttermelcherstrasse 16.

Wissenschaftlicher Verlag von Dr. E. Wolff, München.

Ein natürliches System der Giftwirkungen.

Von

Professor Dr. O. Löw.

Preis brosch. Mk. 4.20, geb. Mk. 5.20.

Verfasser betrachtet — als Erster — die Giftwirkungen vom physiologischen Standpunkte aus und gelangt zu Folgerungen, welche einen wirklichen Fortschritt auf dem Gebiete der Toxikologie bedeuten.

»Friedreich's Blätter für gerichtl. Medicin« schreiben hierüber: »Wir können die ungemein anregende, Prof. v. Pettenkofer gewidmete Schrift, welche eine Fülle neuer Gesichtspunkte entwickelt, auf das Wärmste empfehlen.«

Struma und Schilddrüse.

Von

Dr. med. D. Hellin.

105 Seiten gr. 8⁰. Preis Mk. 3.—.

»Eine überaus fleissige, lesenswerte Monographie.« »Medico.«

Flora von Bayern

von

Dr. J. E. Weiss,

Dozent der Botanik an der Universität München, kgl. Custos.

Preis geb. Mk. 4.50.

Die »Beilage zur Allgem. Zeitung«, München, schreibt: ». sicher die am schönsten und am praktischsten ausgearbeitete und ausgestattete Flora. — Der Druck ist vorzüglich wie in keiner andern Flora, das Format handlich, das Äussere elegant, der Preis des gediegenen Werkes nicht teuer angesichts all dessen, was darin und wie es geboten ist.

Forschungs-Berichte

über Lebensmittel und ihre Beziehungen zur Hygiene, über forense Chemie und Pharmakognosie.

Organ der freien Vereinigung bayerischer Vertreter der angewandten Chemie.

Unter Mitwirkung hervorragender Fachgenossen herausgegeben von

Hofrat Prof. Dr. A. Hilger, Prof. Dr. Emmerich, Dr. R. Sendtner in München und Prof. Dr. L. Pfeiffer in Rostock.

Jährlich 12 Hefte. Preis Mk. 20.—, vierteljährlich Mk. 5.—.

Durch Verfügung des kgl. bayerischen Staatsministeriums des Innern empfohlen.

Wissenschaftlicher Verlag von Dr. E. Wolff, München.

Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften.

Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung mit besonderer Berücksichtigung der Chemie.

Von

Dr. W. Nernst, o. ö. Professor der phys. Chemie und **Dr. A. Schönflies,** a. o. Professor der Mathematik

an der Universität Göttingen.

Mit 61 Abbildungen. 21 Bog. gr. 8°. Preis brosch. Mk. 8.60, gebd. Mk. 10.—.

Der Zweck des Buches ist, Naturwissenschaftlern das Studium der höheren Mathematik zu erleichtern. Die Herren Autoren haben versucht, in knapper Form die für naturwissenschaftliche Rechnungen wichtigsten Kapitel der Infinitesimalrechnung zusammenzustellen und durch fortwährende Anwendung der mathematischen Lehrsätze auf naturwissenschaftliche Probleme dem Verständnis nach Möglichkeit entgegen zu kommen. Gerade die neuere Entwicklung der Chemie beginnt, sich die Methoden der höheren Mathematik nutzbar zu machen.

So bemerkt H. Jahn im Vorwort seiner Elektrochemie:

Auch die Chemiker müssen sich allmählich an den Gedanken gewöhnen, dass ihnen die theoretische Chemie ohne die Beherrschung der Elemente der höheren Analysis ein Buch mit sieben Siegeln bleiben wird. Ein Differential- oder Integralzeichen muss aufhören, für den Chemiker eine unverständliche Hieroglyphe zu sein.

Nach dem Urteil berühmter Autoritäten ist den Verfassern die Lösung dieser Aufgabe aufs Glänzendste gelungen. Die beste Bürgschaft für die Vorzüglichkeit des Werkes bieten wohl die Namen der beiden Herren Autoren, welche sich ja bekanntlich in der wissenschaftlichen Welt eines vortrefflichen Klanges erfreuen.

Flora von Deutschland

von

Dr. J. E. Weiss,

Dozent der Botanik an der Universität München, kgl. Custos.

Preis gebunden Mk. 4.—.

Enthält sämmtliche in Deutschland vorkommende Pflanzen. Sehr übersichtlich gehalten, schöne Ausstattung.

F.X. BEER, Kgl. Hofbuchbind
MÜNCHEN
Weinstrasse Nro 18 II

Bayerische StaatsBibliothek
Münchener DigitalisierungsZentrum Digitale Bibliothek

Weber, Leonhard

Repetitorium der Experimentalphysik für Studierende auf Hochschulen ; mit besonderer Berücksichtigung der Bedürfnisse der Mediziner und Pharmaceuten

München [u.a.] 1895

Phys.g. 510 m
urn:nbn:de:bvb:12-bsb11881017-9